



Compréhension des écoulements et optimisation des transferts de chaleur et de masse au sein d'une structure capillaire

Herbert Obame Mve

► To cite this version:

Herbert Obame Mve. Compréhension des écoulements et optimisation des transferts de chaleur et de masse au sein d'une structure capillaire. Thermique [physics.class-ph]. INSA de Lyon, 2014. Français. NNT : 2014ISAL0052 . tel-01207956

HAL Id: tel-01207956

<https://theses.hal.science/tel-01207956>

Submitted on 1 Oct 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

COMPRÉHENSION DES ÉCOULEMENTS
ET OPTIMISATION DES TRANSFERTS
DE CHALEUR ET DE MASSE AU SEIN
D'UN STRUCTURE CAPILLAIRE

Présenté devant

L'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon

École Doctorale

MEGA (Mécanique, Énergétique, Génie civil et Acoustique)

Spécialité

Thermique et Énergétique

Par

Herbert OBAME MVE

27 mai 2014

Jury MM :

E. BOUDARD	- Responsable innovation (PSA Peugeot Citroën)	<i>Encadrant</i>
M. CLAUSSE	- Professeur, ESIEE, Paris	<i>Rapporteur</i>
P. HABERSCHILL	- Maître de conférences, INSA, Lyon	<i>Directeur</i>
C. JOSSERAND	- Directeur de Recherches UPMC, Paris	<i>Examineur</i>
R. RULLIÈRE	- Maître de conférences, INSA, Lyon	<i>Directeur</i>
B. STUTZ	- Professeur Université de Savoie	<i>Rapporteur</i>

INSA Direction de la Recherche - Ecoles Doctorales – Quinquennal 2011-2015

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
CHIMIE	CHIMIE DE LYON http://www.edchimie-lyon.fr Sec : Renée EL MELHEM Bat Blaise Pascal 3 ^e etage 04 72 43 80 46 Insa : R. GOURDON	M. Jean Marc LANCELIN Université de Lyon – Collège Doctoral Bât ESCPE 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 13 95 directeur@edchimie-lyon.fr
E.E.A.	ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE http://edeea.ec-lyon.fr Sec : M.C. HAVGOUDOUKIAN eea@ec-lyon.fr	M. Gérard SCORLETTI Ecole Centrale de Lyon 36 avenue Guy de Collongue 69134 ECULLY Tél : 04.72.18 60.97 Fax : 04 78 43 37 17 Gerard.scorletti@ec-lyon.fr
E2M2	EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION http://e2m2.universite-lyon.fr Sec : Safia AIT CHALAL Bat Darwin - UCB Lyon 1 04.72.43.28.91 Insa : H. CHARLES	Mme Gudrun BORNETTE CNRS UMR 5023 LEHNA Université Claude Bernard Lyon 1 Bât Forel 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cédex Tél : 06.07.53.89.13 e2m2@univ-lyon1.fr
EDISS	INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTE http://www.ediss-lyon.fr Sec : Safia AIT CHALAL Hôpital Louis Pradel - Bron 04 72 68 49 09 Insa : M. LAGARDE Safia.ait-chalal@univ-lyon1.fr	Mme Emmanuelle CANET-SOULAS INSERM U1060, CarMeN lab, Univ. Lyon 1 Bâtiment IMBL 11 avenue Jean Capelle INSA de Lyon 696621 Villeurbanne Tél : 04.72.68.49.09 Fax :04 72 68 49 16 Emmanuelle.canet@univ-lyon1.fr
INFOMATHS	INFORMATIQUE ET MATHEMATIQUES http://infomaths.univ-lyon1.fr Sec :Renée EL MELHEM Bat Blaise Pascal 3 ^e etage infomaths@univ-lyon1.fr	Mme Sylvie CALABRETTO LIRIS – INSA de Lyon Bat Blaise Pascal 7 avenue Jean Capelle 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72. 43. 80. 46 Fax 04 72 43 16 87 Sylvie.calabretto@insa-lyon.fr
Matériaux	MATERIAUX DE LYON http://ed34.universite-lyon.fr Sec : M. LABOUNE PM : 71.70 –Fax : 87.12 Bat. Saint Exupéry Ed.materiaux@insa-lyon.fr	M. Jean-Yves BUFFIERE INSA de Lyon MATEIS Bâtiment Saint Exupéry 7 avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 83 18 Fax 04 72 43 85 28 Jean-yves.buffiere@insa-lyon.fr
MEGA	MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE http://mega.universite-lyon.fr Sec : M. LABOUNE PM : 71.70 –Fax : 87.12 Bat. Saint Exupéry mega@insa-lyon.fr	M. Philippe BOISSE INSA de Lyon Laboratoire LAMCOS Bâtiment Jacquard 25 bis avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél :04.72 .43.71.70 Fax : 04 72 43 72 37 Philippe.boisse@insa-lyon.fr
ScSo	ScSo* http://recherche.univ-lyon2.fr/scso/ Sec : Viviane POLSINELLI Brigitte DUBOIS Insa : J.Y. TOUSSAINT	Mme Isabelle VON BUELTZINGLOEWEN Université Lyon 2 86 rue Pasteur 69365 LYON Cedex 07 Tél : 04.78.77.23.86 Fax : 04.37.28.04.48 viviane.polsinelli@univ-lyon2.fr

*ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

Remerciements

Je remercie et j'exprime ma gratitude à mes directeurs de thèse, Monsieur Philippe Haberschill, Maître de conférences à L'INSA de Lyon, et Monsieur Romuald Rulière, Maître de conférences à l'INSA de Lyon pour m'avoir encadré tout au long de ce projet. La rigueur scientifique, la confiance qu'ils m'ont accordé ainsi que les qualités humaines dont ils ont fait preuve ont permis l'aboutissement de ce travail. Les conseils qu'ils m'ont prodigué m'ont permis de mieux appréhender le sujet et par conséquent de bien avancer dans mes travaux.

Je remercie aussi Monsieur Rémi Goulet, ancien cadre de *PSA*, Monsieur Emmanuel Boudard, chef de projet innovation chez *PSA* et Monsieur Herbert Vincent, chef du groupe *MFTA* qui m'a accueilli au sein de son service, de m'avoir associé au projet en me donnant l'opportunité de réaliser ma thèse. Leur soutien au quotidien durant ces trois années tant sur les plans scientifique que logistique a été un atout majeur.

Mes remerciements vont également à Monsieur Marc Clausse, Professeur à L'ESIEE de Paris et Monsieur Benoît Stutz, Professeur à l'université de Savoie, qui ont accepté d'évaluer ce travail, ainsi qu'à Monsieur Christian Josserand qui a présidé le jury.

Ma reconnaissance va à l'ensemble des collaborateurs du *CETHIL*, doctorants, secrétaires avec un remerciement spécial à Florence Canale pour avoir su rattraper mes erreurs administratives, techniciens avec un remerciement spécial à Bernard Lacroix et Bertrand Lacareux qui m'ont accordé leur aide durant les phases expérimentales.

Enfin je tiens à remercier l'ensemble des collaborateurs du groupe *MFTA* de *PSA*, permanents, doctorants et apprentis, avec qui j'ai passé des moments inoubliables. L'ambiance régnant au sein du groupe a fait que ce travail a pu être réalisé dans les meilleures conditions.

Résumé

La climatisation automobile est un enjeu majeur pour les constructeurs automobiles dans la mesure où elle occasionne un rejet de 10 g de CO_2 par km , une surconsommation énergétique de près de 5 % et sera pris en compte dans le bilan *MEVG* à l'horizon 2020. Dans cette perspective, le constructeur automobile *PSA Peugeot Citroën* a développé un nouveau procédé : la climatisation par absorption de vapeur d'eau par la solution saline de bromure de lithium, qui marque la rupture avec le système classique à compression de vapeur.

Le travail décrit dans ce manuscrit s'est focalisé au niveau de l'organe principal de ce système, l'évaporateur/absorbeur où les deux fluides s'écoulent et sont confinés chacun entre deux grilles tissées par des effets capillaires. Les transferts de masse et de chaleur qui s'y produisent, ont lieu à l'interface liquide/vapeur formée par des ménisques de forme complexe qui constituent la surface d'échange. L'objectif est d'intensifier les transferts de masse et de chaleur qui diffusent à travers l'interface.

Un banc expérimental permettant la description tridimensionnelle de la forme des ménisques au moyen de la microscopie confocale a été développé. Le modèle « volume of fluid » a été utilisé pour la reconstruction numérique de l'interface liquide/vapeur. La comparaison entre les données expérimentales et la simulation numérique a montré un bon accord. Ces simulations montrent que l'écoulement est influencé par la grille avec la création de zones mortes, de mouvements de vorticités et une stabilisation de l'interface. Une optimisation numérique a été menée avec comme fonction objectif le flux qui diffuse à travers l'interface. Celle-ci a permis de définir les paramètres optimaux de la grille permettant d'avoir un flux de chaleur de près de 2,5 fois supérieur à celui du cas de référence. Cette optimisation a permis l'identification d'une zone préférentielle dans laquelle les transferts sont maximaux.

Le travail a aussi abordé l'influence de la forme des fils et de la forme des ménisques, montrant qu'il est préférable d'adopter des matériaux à caractère hydrophobe et avec des fils de section circulaire.

Mots clés : évaporateur/absorbeur - grille tissée - interface liquide/vapeur - ménisques complexes - transfert de chaleur - simulation numérique - Optimisation.

Abstract

The automotive air conditioning is a major challenge for the automotive manufacturers insofar it causes a release of $10\text{ g}/\text{CO}_2/\text{km}$, engenders an extrafuel consumption of 5 % and will be taken into account in the balance sheet in 2020 *MEVG*. In this perspective, the automotives constructor *PSA Peugeot Citroën* has developed a new process, absorption air conditioning of water vapor by lithium bromide solution, which marks a break with the classic vapor-compression system.

This manuscript is focused at the main body of the system, an innovative evaporator/absorber where both fluids are flowing down and confined between two finely meshed plastic wire screens and maintained between them by capillary effects. The heat and mass transfers in this system occur at the liquid/vapour interface formed by complex menisci that represents the surface of transfer.

An experimental test bench allowing the description of three-dimensional shape of menisci using confocal microscopy has been carried. The volume of fluid model has been used for the numerical reconstruction of the liquid/vapour interface. The comparison between numerical and experimental data has shown a good agreement. Numerical simulations have shown that the flow is influenced by the geometry that promotes the creation of stagnant layer solution and vorticity zones. A numerical optimization has been carried with as objective function the heat rate that diffuses through the interface. This one has allowed to get out the optimal parameters allowing to have an heat rate of more than 2.5 times higher compared to the reference case. This optimization has highlighted a preferential zone in which heat transfers are maximum.

The work has also dealt with the effect of the shape of the wires and the effect of the shape of menisci on the transfer, showing that it is preferable to work with hydrophobic materials and with cylindrical wires.

Keywords : evaporator/absorber - wire screen - liquid/vapour interface - complex menisci - heat transfer - numerical simulation - optimization.

Table des matières

Remerciements	i
Résumé	iii
Abstract	v
1 Introduction	1
1.1 Généralités	1
1.2 Différence entre climatisation à absorption et climatisation classique	3
1.2.1 Machine à compression	3
1.2.2 Machine frigorifique à absorption	4
1.3 Problématique industrielle	6
1.4 Objectifs et approche adoptée	8
1.5 Organisation de la thèse	8
2 Etude bibliographique	10
2.1 Introduction	11
2.2 Régime d'écoulement	11
2.3 Hydrodynamique d'un film absorbant	12
2.3.1 Description d'un film liquide absorbant	12
2.3.2 Calcul de l'épaisseur d'un film laminaire	13
2.4 Principaux phénomènes rencontrés durant l'absorption	14
2.4.1 L'effet Marangoni	14
2.4.2 L'effet d'interdiffusion	16
2.5 Modèle	17
2.5.1 Hypothèses du modèle	17
2.5.2 Équations du modèle	18
2.5.3 Solution	19
2.6 Plaque verticale en régime laminaire	23
2.6.1 Étude numérique et solutions analytiques	23
2.6.2 Études expérimentales	33
2.7 Synthèse de l'étude bibliographique	35
3 Étude expérimentale de visualisation des ménisques	38
3.1 Introduction	39
3.2 Banc d'essais de visualisation des ménisques	39
3.2.1 Description du banc d'essais	39
3.2.2 Description de la grille	42
3.3 Méthodologie de visualisation des ménisques	43
3.3.1 Introduction	43
3.3.2 Principe de fonctionnement de la microscopie confocale	44
3.3.3 Limite de la microscopie confocale	46
3.4 Étude préliminaire avec la grille <i>PET</i>	46

3.4.1	Conditions expérimentales	46
3.4.2	Description qualitative de la forme des ménisques	48
3.4.3	Influence de la vitesse d'écoulement sur le profil du ménisque	50
3.4.4	Gain de surface	53
3.4.5	Déformation de la grille	55
3.4.6	Influence de la température	57
3.5	Conclusion	62
4	Étude numérique et expérimentale	64
4.1	Introduction et challenge de la modélisation	65
4.2	Quelques méthodes de reconstruction d'interface	65
4.2.1	Méthodes Lagrangiennes	65
4.2.2	Méthodes Eulériennes	67
4.3	Choix de la méthode	70
4.4	Description du « volume of fluid » (VOF)	70
4.4.1	Description des équations de Navier Stokes	70
4.4.2	Prise en compte des forces de tension de surface	74
4.4.3	Prise en compte des forces d'adhésion	76
4.4.4	Analyse de la stabilité	76
4.5	Validation du modèle	78
4.5.1	Description du test expérimental de validation	78
4.5.2	Extrapolation de l'angle de contact	79
4.5.3	Simulation numérique	82
4.5.4	Confrontation expérience et simulation	86
4.5.5	Informations apportées par le modèle numérique	92
4.6	Synthèse des résultats	99
5	Optimisation	102
5.1	Introduction	104
5.2	Modélisation des transferts de masse et de chaleur dans un écoulement confiné .	104
5.2.1	Hypothèses du modèle	104
5.2.2	Contraintes et compromis	105
5.2.3	Équations du modèle	105
5.2.4	Estimation du flux diffusif	106
5.2.5	Conditions aux limites	107
5.2.6	Stabilité	108
5.3	Comparaison numérique/analytique	109
5.3.1	Transfert diffusif : cas d'un milieu semi-infini	109
5.3.2	Influence de la fraction de liquide	110
5.3.3	Cas d'une variation sinusoïdale de la température à l'interface	112
5.3.4	Comparaison du modèle de convection-diffusion	113
5.4	Optimisation de l'efficacité de la grille	115
5.4.1	Choix de la méthode	116
5.4.2	Description de la méthode d'interpolation de la surface de réponse . . .	116

5.4.3	Mise en place de la boucle d'optimisation	119
5.4.4	Choix des paramètres	119
5.4.5	Vérification des contraintes	121
5.4.6	Simulation	122
5.5	Résultats et discussion	125
5.5.1	Définition des paramètres et initialisation	125
5.5.2	Convergence du système	127
5.5.3	Influence des paramètres d'optimisation	127
5.5.4	Influence des paramètres annexes	129
5.5.5	Influence des paramètres : Cartographie 2D	130
5.5.6	Compréhension de l'évolution du flux au sein d'une grille tissée : comparaison entre le cas de référence et le cas optimal	135
5.5.7	Influence de l'angle de contact	140
5.5.8	Influence de la forme des fils	142
5.6	Synthèse des résultats	143
6	Synthèse du manuscrit et perspectives	146
6.1	Conclusion générale	146
6.2	Perspectives	149
	Annexes	151
A	Solution Analytique exacte de Grossmann	152
A.1	Mise en équation	152
A.2	Solution analytique	152
A.2.1	Conditions aux limites	153
A.2.2	Résolution	154
B	Mesure de l'épaisseur du film liquide	156
B.1	introduction	156
B.2	Description du moyen de mesure	156
B.3	Principe de la mesure	158
B.4	Résultats	158
B.5	Conclusion	162
C	Optimisation de l'équation d'un plan	163
C.1	Equation d'un plan	163
C.2	Détermination des coordonnées dans le plan (P)	163
C.3	Estimation des coefficients	164
C.4	Calcul de l'altitude des points dans le plan	166
D	Description de la méthode du GMO (Global Metamodel Optimization)	167
D.1	Génération de la base de données initiale : hypercube latin	167
D.2	Construction de la surface de réponse : le « krigeage »	167

Bibliographie	170
----------------------	------------

Nomenclature

Lettres Latines

\bar{u}	Vitesse moyenne	$[\text{m.s}^{-1}]$
\dot{M}	Densité de flux massique	$[\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}]$
\dot{M}^*	Densité de flux adimensionnel	
\bar{h}	Enthalpie	$[\text{J.kg}^{-1}]$
\overline{Ecar}	Écartement moyen de la grille	$[\text{m}]$
\overline{Ecar}^*	Écartement moyen adimensionnel	
C_N	Matrice de covariance $c(x,y)$	
D_h	Diamètre hydraulique	$[\text{m}]$
E_f	Énergie cinétique du liquide	$[\text{J.m}^{-3}]$
f	Fraction de liquide	
G_s	Gain de surface	
h	Hauteur	$[\text{m}]$
H_m	Coefficient de transfert de masse adimensionnel	
H_T	Coefficient de transfert de chaleur adimensionnel	
h_{max}	Hauteur supérieur du fil	$[\text{m}]$
k	Courbure	$[\text{m}^{-1}]$
L_{cap}	Longueur capillaire	$[\text{m}]$
l_{th}	Longueur d'établissement thermique	$[\text{m}]$
Le	Nombre de Lewis	
M_{H_2O}	Masse molaire de l'eau	$[\text{g.mol}^{-1}]$
M_{LiBr}	Masse molaire du bromure de lithium	$[\text{g.mol}^{-1}]$
N, n	Nombre	
N_y	Nombre de mailles suivant l'axe transversale	
Nu	Nombre de Nusselt	

P	Pression	[Pa]
Pe	Nombre de Peclet	
Pr	Nombre de Prandtl	
Q	Quantité de chaleur	[W]
R_c	Rayon de courbure	[m]
Re	Nombre de Reynolds	
Re_{D_h}	Nombre de Reynolds fonction du diamètre hydraulique	
Sc	Nombre de Schmidt	
Sh	Nombre de Sherwood	
t_P	Période des oscillations	[s]
t_P	Période des oscillations	[s]
V_f	Volume du liquide	[m ³]
We_{D_h}	Nombre de Weber fonction du diamètre hydraulique	
Y	Fraction molaire du <i>LiBr</i>	
C_p	Capacité thermique massique	[J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]
Cte_1	Pente de la droite d'équilibre linéarisée	[K ⁻¹]
d_w	Diamètre du fil	[m]
D_{AB}	Diffusivité massique effective du <i>LiBr</i>	[m ² .s]
g	Accélération de la pesanteur	[m.s ⁻²]
h_{cal}	Coefficient d'échange du fluide caloporteur	[W.m ² .K ⁻¹]
L_h	Longueur d'établissement du profil de vitesse parabolique	[m]
L_w	Espacement entre deux fils adjacents	[m]
L	Longueur	[m]
l	Largeur	[m]
Ma	Nombre de Marangoni	
N^*	Paramètre adimensionnel fonction de Re	
S_p	Surface projetée du ménisque	[m ²]

S_r	Surface réelle du ménisque	[m ²]
T_{cal}	Température du fluide caloporteur	[K]
T	Température	[°C]
u, v, w	Vitesses dans les trois dimensions	[m.s ⁻¹]
u^*, v^*, w^*	Vitesses adimensionnelles dans les trois dimensions	
x, y, z	Coordonnées dans les trois dimensions	[m]
x^*, y^*, z^*	Coordonnées adimensionnelles dans les trois dimensions	
X	Fraction massique du <i>LiBr</i>	
Lettres Grecques		
β	Fraction volumique de liquide	
χ	Fraction surfacique de liquide	
ΔH	Pertes de charge	[m]
ΔH_{abs}	Chaleur d'absorption	[J.kg ⁻¹]
δt	Pas de temps	[s]
δx	Taille des cellules suivant x	[m]
δy	Taille des cellules suivant y	[m]
δz	Taille des cellules suivant z	[m]
Δ	Différence	
δ	Épaisseur de film liquide	[m]
ε	Pourcentage de vide de la grille	
γ	Efficacité massique	
ω	Fréquence des oscillations	[s ⁻¹]
Φ^*	Densité de flux thermique adimensionnel	
ρ	Masse volumique	[kg.m ⁻³]
σ	Tension de surface	[N.m ⁻¹]
σ_*	Écart-type	
θ	Efficacité thermique	

ξ	Coefficient de pertes de charge	
α	Diffusivité thermique du <i>LiBr</i>	[m ² .s]
λ	Conductivité thermique	[W.m ⁻¹ .K ⁻¹]
μ	Viscosité dynamique	[Pa.s]
ν	Viscosité cinématique	[m.s ⁻²]
Φ	Densité de flux thermique	[W.m ⁻²]

Indices

0	Condition initiale
<i>c</i>	Canal
<i>eq</i>	Condition d'équilibre
<i>g</i>	Grille
<i>i</i>	Référence à l'axe x
<i>j</i>	Référence à l'axe y
<i>k</i>	Référence à l'axe z
<i>min</i>	minimum
<i>opt</i>	optimal
<i>ref</i>	Référence
<i>th</i>	Thermique
<i>film</i>	Relatif au film liquide
<i>inter</i>	Relatif au phénomène d'inter-diffusion
<i>int</i>	Interface
<i>max</i>	Maximum
<i>p</i>	Paroi

Introduction

Sommaire

1.1 Généralités	1
1.2 Différence entre climatisation à absorption et climatisation classique	3
1.2.1 Machine à compression	3
1.2.2 Machine frigorifique à absorption	4
1.3 Problématique industrielle	6
1.4 Objectifs et approche adoptée	8
1.5 Organisation de la thèse	8

1.1 Généralités

Les problèmes environnementaux tel que le réchauffement climatique causé par les émissions de gaz à effet de serre, ont amené les constructeurs automobiles à développer des véhicules consommant moins de carburant. Les efforts réalisés ces dernières années par les constructeurs automobiles ont été annulés par l'augmentation de la vitesse associée des véhicules qui engendre des surconsommations de carburant et donc plus de pollution (Barbusse & Gagnepain, 2003). Plusieurs points favorisent la surconsommation énergétique : l'aérodynamisme du véhicule, son poids, sa durée de vie etc. Parmi ces facteurs, figure la climatisation. En effet, bien que n'étant pas encore comptabilisée dans le cycle *MEVG* (*Motor Vehicul Emission Group*) décrite par la directive Européenne (EC, 2006), cycle permettant de mesurer de façon reproductible la consommation et les émissions de polluants liées à la circulation automobile, la climatisation est responsable aujourd'hui d'un rejet de dioxyde de carbone CO_2 estimé à 10 g.km^{-1} . Étant donnée la montée en gamme des véhicules et donc du confort habitacle où la climatisation est indispensable, le nombre de véhicules climatisés va augmenter ces prochaines années (Fig.1.1(b)) conduisant inexorablement à une surconsommation énergétique liée à la climatisation comme le montre les perspectives du parc automobile français où le nombre de véhicules climatisés sera supérieur à 88 % du parc total automobile en 2020, alors qu'il était inférieur à 20 % en 2000 (Barbusse & Gagnepain, 2003; Syrota, 2003).

D'après les perspectives avancées par Valéo en mars 2002 (Fig.1.1(a)), le taux d'équipement des véhicules neufs en climatisation a dépassé 90 % en Amérique, Asie (depuis les années 1990) et Europe en 2010. De plus, selon cette étude, la climatisation est responsable d'une surconsommation estimée à 30 % sur route et à 15 % en agglomération (Barbusse & Gagnepain,

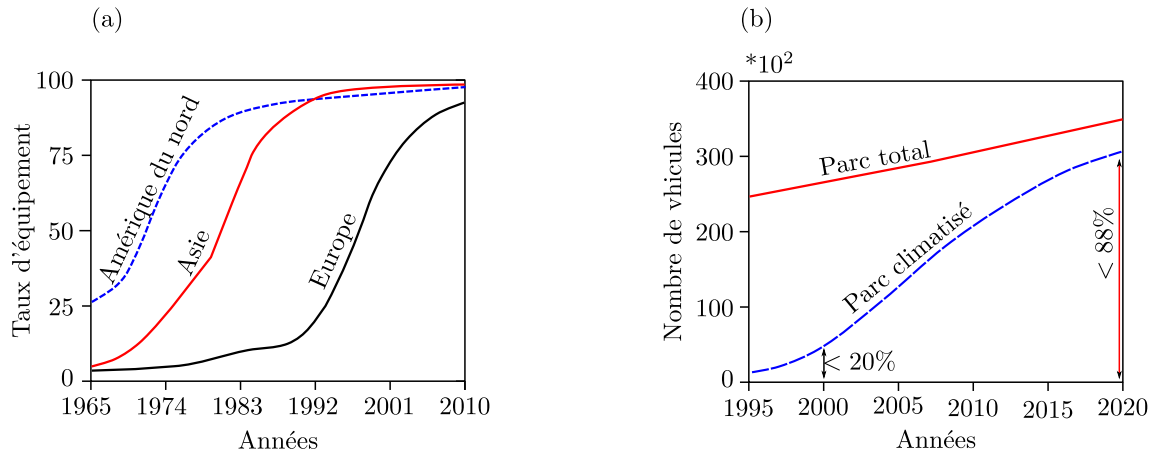


Figure 1.1: (a) Évolution du taux d'équipement des véhicules neufs, (b) Évolution du nombre de véhicules climatisés du parc Français (Valéo cité par Barbusse & Gagnepain (2003)).

2003; Syrota, 2003), avec une surconsommation moyenne par an estimée à environ 5 % (Syrota, 2003). Les prochaines normes européennes, à l'horizon 2020, projettent d'inclure la climatisation dans le bilan *MVEG* et de passer de 120 g de CO_2 /km fixé en 2012 à 95 g de CO_2 /km (EC, 2006) comme le montre la figure 1.2. Les constructeurs automobiles ne respectant pas celles-ci, seront fortement pénalisés. Ceci les pousse à innover et à chercher d'autres formes de climatisation moins polluantes et moins énergivores.

La climatisation à compression de vapeur contribue d'une façon indirecte et directe aux émissions dans l'atmosphère. En effet, les fluides frigorigènes utilisés par le passé (chlorofluorocarbures (*CFC*) et hydrochlorofluorocarbures (*HCFC*)), étaient néfastes tant pour l'homme que pour l'environnement dans la mesure où ils favorisent les émissions de micros polluants et de gaz à effet de serre. Les protocoles de Montréal (signé en 1987) et de Kyôto (signé en 1997), ont favorisé la limitation de l'utilisation de ces fluides notamment en insistant sur l'arrêt de leur production (EC, 2009).

Le remplacement de ces fluides par les *HFC* qui ont une incidence directe moindre sur l'environnement du fait de leur innocuité sur la couche d'ozone car ne contenant pas de composés chlorés n'a fait que déplacer le problème. En effet ceux-ci s'inscrivent sur la liste des puissants gaz à effet de serre conduisant à une augmentation du taux de CO_2 dans l'atmosphère et donc favorisent le réchauffement climatique. Le Pouvoir de Réchauffement Globale (*PRG*) ou Global Warming Potentiel (*GWP*) du *R134a* qui est le fluide le plus utilisé de la catégorie des *HFC* est estimé à 1300 kg de CO_2 /kg de *R134a* rejeté dans l'atmosphère (Barbusse & Gagnepain, 2003), ce qui est encore important.

La conférence de Copenhague de 2009 n'a pas présenté d'avancée majeure par rapport aux précédentes. Néanmoins, elle a eu le mérite d'insister sur la réduction des émissions des deux plus grands pollueurs de la planète, la Chine et les Etats Unis, responsables de presque la moitié des émissions de gaz à effet de serre (Fig.1.2).

De ce fait, il est indispensable pour les constructeurs automobiles d'innover et de rechercher d'autres procédés capables de fournir un meilleur rendement énergétique avec peu d'effet sur

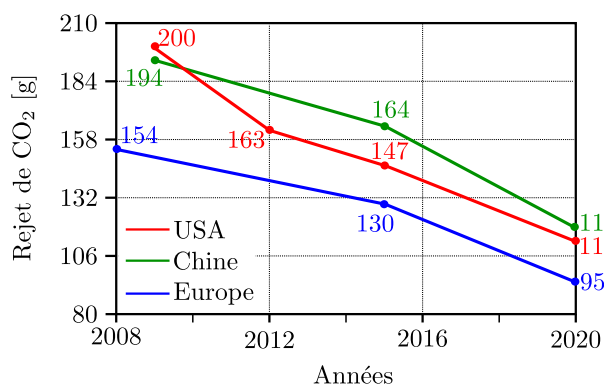


Figure 1.2: Évolution du taux de rejet de CO_2 dans le zone Europe, en Chine et aux USA (document interne PSA).

l'environnement et d'être ainsi en accord avec les nouvelles réglementations.

Un système capable de répondre à cette problématique est la climatisation par absorption. Elle permet de produire du froid et du chaud et n'utilise aucun des fluides nocifs que les réglementations internationales interdisent. Ces machines sont silencieuses, car sans compression mécanique. Aujourd'hui, les gammes disponibles s'élargissent vers les moyennes et petites puissances (Ademe, 2002). De réelles opportunités s'offrent dans de nombreux secteurs du bâtiment. Si l'investissement d'une machine à absorption peut parfois paraître élevé, il faut aussi prendre en compte leur durée de vie également élevée et la maintenance qui est simplifiée.

1.2 Différence entre climatisation à absorption et climatisation classique

1.2.1 Machine à compression

La machine représentée sur la figure 1.3 contient trois organes, évaporateur, condenseur et compresseur. Le passage de la zone à basse pression BP vers la zone à haute pression HP se fait par l'intermédiaire d'un compresseur qui nécessite un apport d'énergie mécanique. Aussi comme mentionné dans la section précédente, dans le domaine de l'automobile, cette climatisation est responsable d'un rejet de gaz à effet de serre lié au fluide frigorigène utilisé ($R134a$) et d'une pollution environnementale (rejet des NOx , et d'imbrûlés) liée à la surconsommation énergétique. Toutefois, elle a le mérite de présenter des coefficients de performance (COP), rapport entre la puissance fournie au niveau de l'évaporateur et la puissance mécanique reçue du compresseur, élevés de l'ordre 2 à 3, ce qui en fait le procédé le plus rentable actuellement en terme de climatisation automobile.

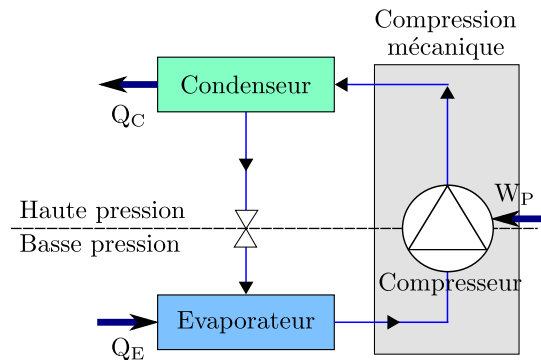


Figure 1.3: Système classique de climatisation à compression de vapeur.

1.2.2 Machine frigorifique à absorption

1.2.2.1 Rappels historiques

La production de froid par évaporation de l'eau et élimination de la vapeur d'eau formée a été initiée en 1810 par l'écossais John Leslie comme l'a rappelé Duminil (2002*a,b*). Celui-ci utilisait comme absorbant l'acide sulfurique qui est très nocif pour l'environnement et corrosif pour les équipements de l'absorbeur. C'est le français Edmond Carré qui mit véritablement au point en 1855 la première machine frigorifique intermittente à absorption utilisée pour refroidir de l'eau. Son frère Ferdinand Carré est quant à lui à l'origine du cycle frigorifique à absorption continue tel qu'il est connu aujourd'hui.

1.2.2.2 Description d'une machine à absorption

Une machine à absorption comprend quatre organes principaux (Fig.1.4) et présente aussi deux zones. Une zone à haute pression comprenant le condenseur et le bouilleur et une zone à basse pression comprenant l'évaporateur et l'absorbeur. Le bouilleur et l'absorbeur n'existent pas au niveau du système classique.

Le fonctionnement de cette climatisation consiste également en une évaporation partielle du fluide frigorigène à basse pression. La vapeur générée est absorbée par la solution saline qui perd son pouvoir absorbant. La régénération de la solution est faite au niveau du désorbeur (bouilleur). Un échangeur thermique placé entre l'absorbeur et le désorbeur permet de préchauffer la solution avant son entrée dans le désorbeur et de limiter ainsi la puissance de chauffe à apporter. Le fluide frigorigène sortant du désorbeur sous forme de vapeur se condense au niveau du condenseur et revient sous forme liquide dans l'évaporateur en passant par une vanne de détente.

L'intérêt d'un tel système est l'absence de compression mécanique. Celle-ci étant remplacée par une compression dite thermo-chimique qui ne nécessite pas un apport énergétique important. De plus, dans le cadre automobile, cet apport énergétique peut être directement issu des pertes thermiques du moteur ce qui permet de les valoriser. En outre, le fluide frigorigène classiquement utilisé dans les applications de climatisation est l'eau qui est sans danger pour l'environnement. Il est tout de même important de mentionner que comparer au procédé clas-

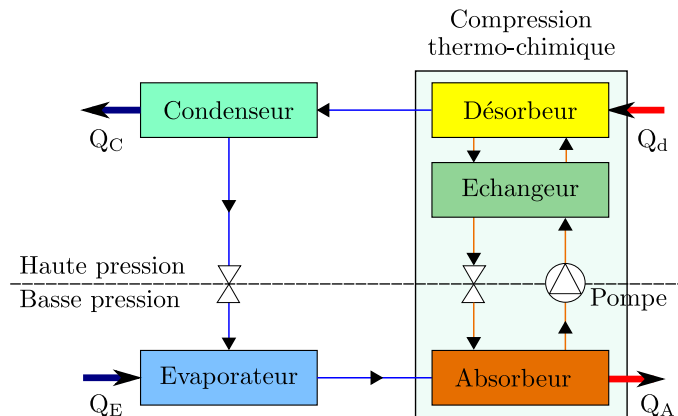


Figure 1.4: Principe de fonctionnement d'une machine frigorifique à absorption.

sique à compression de vapeur, le COP sur l'énergie primaire d'une machine à absorption est largement inférieur comme le montre Egrican & Yigit (1992) où celui-ci varie entre 0,6 et 0,8.

1.2.2.3 Couples utilisés en absorption

Actuellement, deux couples absorbant/frigorigène sont largement utilisés.

1. Le couple **eau/ammoniac** (H_2O/NH_3). Dans ce couple, l'eau joue le rôle de solution absorbante et l'ammoniac celui du fluide frigorigène qui présente une grande affinité avec l'eau et une température de solidification très basse ($-77\text{ }^{\circ}\text{C}$). Le couple est adapté à la congélation. De plus la chaleur latente de vaporisation est grande de l'ordre de $1247,3\text{ kJ.kg}^{-1}$ (Lemmon *et al.*, 2007) d'où la possibilité de travailler à faible quantité de solvant pour atteindre la puissance désirée. Néanmoins l'ammoniac est dangereux et toxique. De plus sa température de vaporisation est proche de celle de l'eau à haute pression. D'où la possibilité de retrouver de faible quantité d'eau dans l'ammoniac après régénération. A titre d'exemple pour une température de $150\text{ }^{\circ}\text{C}$ et une pression $2,58\text{ MPa}$, la concentration de la solution d'ammoniac à la sortie du désorbeur (condenseur) est de $85,3\%$ en ammoniac soit environ 15% de solution absorbante (eau) qui se retrouve dans le frigorigène limitant ainsi les performances. Un rectifieur est nécessaire afin d'assurer une élimination totale de l'eau.
2. Le couple **bromure de lithium/eau** ($LiBr/H_2O$). L'eau est utilisée comme fluide frigorigène et le bromure de lithium comme solution absorbante. Mis au point aux *USA* en 1938 (Duminil, 2002b), le couple présente les avantages suivants : une grande affinité, une température d'ébullition du bromure de lithium très supérieure à celle de l'eau d'où l'absence de mélange frigorigène/solution à la sortie du désorbeur. Enfin une chaleur latente élevée de l'ordre de $2484,4\text{ kJ.kg}^{-1}$ (Lemmon *et al.*, 2007), ce qui permet de travailler avec de faible quantité de $LiBr$ pour atteindre la puissance désirée. De plus le $LiBr$ n'est pas toxique donc moins dangereux pour l'homme que l'ammoniac. Les inconvénients de ce couple sont : impossibilité de travailler à des températures inférieures

à 0 °C du fait de la transformation de l'eau en glace, la cristallisation de la solution saline qui apparaît pour des concentrations élevées, enfin une diffusivité massique faible comparée à celle de l'ammoniac. A 1 kPa et 40 °C, elle est de $1,6 \times 10^{-9} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ tandis qu'elle est de $5 \times 10^{-9} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ pour le NH_3 à 500 kPa et 30 °C (Subramaniam, 2008; Mahmoud *et al.*, 2005). Cette faible diffusivité massique limite les performances des machines équipées de ce couple dans la mesure où le taux d'absorption de la vapeur d'eau est faible.

1.3 Problématique industrielle

Les futures réglementations Européennes poussent les constructeurs automobiles à anticiper la prise en compte de la climatisation dans le bilan *MEVG* dont l'apport sera d'environ 10 g de CO_2/km avec la climatisation à compression de vapeur. C'est pourquoi le constructeur automobile *PSA* Peugeot Citroën a développé une nouvelle climatisation à absorption utilisant le couple le $\text{LiBr}/\text{H}_2\text{O}$ (Fig.1.5). Dans l'absorbeur de cette machine, les deux fluides circulent séparément entre deux grilles tissées et sont confinés au sein de la structure grâce aux forces capillaires (Fig.1.6).

De précédentes études (Boudard & Bruzzo, 2004, 2010) ont permis de montrer que le confinement des fluides est capable de résister aux conditions extrêmes rencontrées sous le capot d'une voiture (inclinaison, accélération, changement brusque de direction). Ce confinement est très important dans la mesure où les deux fluides ne doivent pas être en contact au risque de pertes importantes de performances.

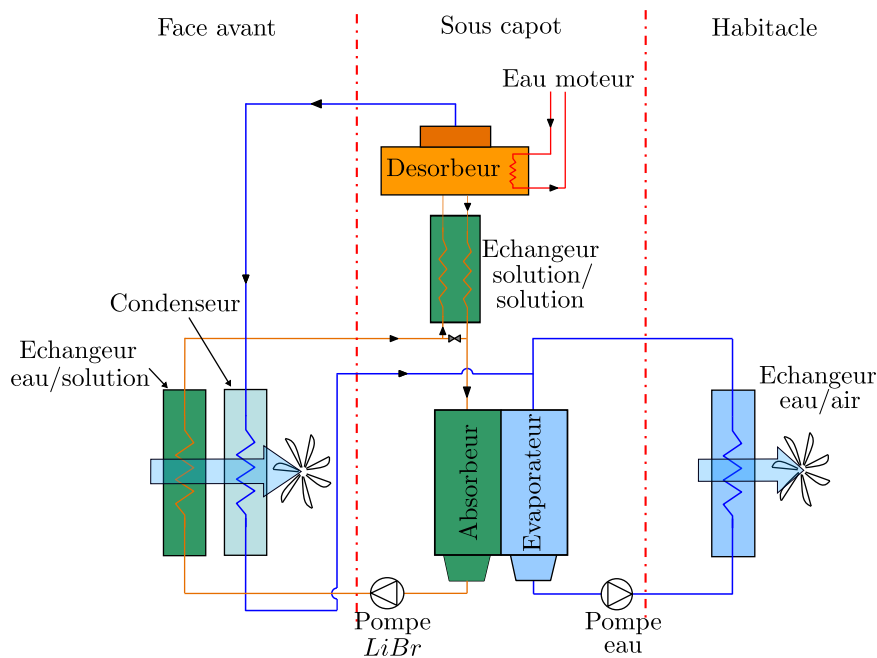


Figure 1.5: Système à absorption développé par PSA (Goulet, 2011).

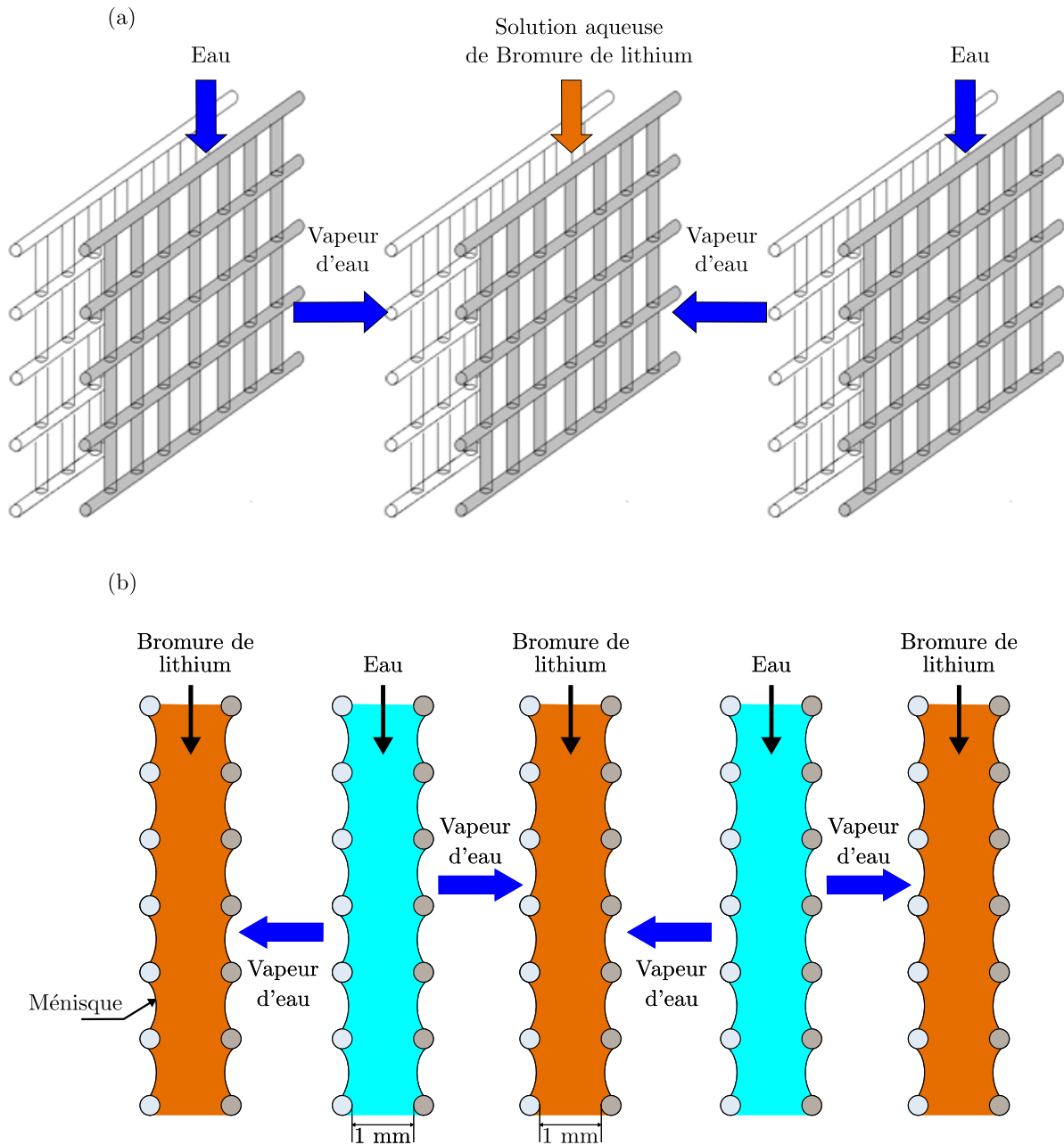


Figure 1.6: Description du fonctionnement de l'évapo-absorbeur : (a) Vue en perspective de trois plaques, (b) Vue 2D d'un prototype à 5 plaques.

Dans ce nouveau système, les deux organes évaporateur et absorbeur forment un seul organe appelé évaporateur/absorbeur pour éviter les pertes de charge dû au déplacement de la vapeur de la grille d'absorption vers la grille d'évaporation. Dans cette configuration, la vapeur d'eau, issue de l'évaporation partielle de l'eau à basse pression, est absorbée par la solution saline de

bromure de lithium au niveau de l'interface liquide/vapeur formée par des ménisques (Fig.1.6). Ces ménisques qui constituent la surface de transfert résultent d'un équilibre entre les forces capillaires, les forces d'inertie, les forces visqueuses et les forces d'interaction avec la géométrie (une grille tridimensionnelle tissée). Aussi l'hydrodynamique de l'écoulement qui se développe au sein de cette structure n'est pas connue du fait qu'il est difficile de faire des mesures dans l'enceinte qui doit être maintenue étanche au risque de détériorer fortement les performances.

Goulet (2011) au cours de sa thèse a montré que c'est l'absorption de la vapeur d'eau par le bromure de lithium au sein de cet organe qui limite la production de puissance frigorifique. Les besoins énergétiques d'une voiture en terme de climatisation sont estimés à 3 kW au minimum. Ce qui n'est pas tout à fait atteint par le procédé en l'état actuel. De plus celui-ci reste encore trop volumineux pour être implémenté au sein d'un véhicule.

1.4 Objectifs et approche adoptée

Comme mentionner précédemment l'organe central du système *PSA* (évaporateur/absorbeur) est encore trop volumineux et ne permet pas d'atteindre les performances souhaitées. L'objectif du travail est :

1. Comprendre l'hydrodynamique complexe de l'écoulement entre les deux grilles où les forces capillaires sont très importantes ;
2. Intensifier les transferts de masse, à l'interface liquide/vapeur en optimisant l'efficacité des grilles par variation des paramètres géométriques et de certains paramètres physiques liés à l'écoulement en vue d'augmenter la compacité du système.

Étant données les difficultés liées à la réalisation des mesures expérimentales directement in situ au niveau de l'évaporateur/absorbeur du fait de la complexité du système, la méthode numérique a été privilégiée. Elle consiste d'une part, grâce à la méthode « volume of fluid » (*VOF*) introduite par Hirt & Nichols (1981) et implémentée dans le code de calcul numérique *FLOW-3D*[®], à caractériser la forme de l'interface au sein de la structure capillaire et la comparer avec des mesures expérimentales issues de la microscopie confocale. D'autre part, pouvoir avec cette caractérisation simuler des transferts de chaleur et/ou de masse, avec un modèle de convection/diffusion.

1.5 Organisation de la thèse

Le présent travail va se focaliser sur l'étude de l'évaporateur/absorbeur précisément au niveau de la structure capillaire coté solution saline, l'intensification des transferts de masse étant le principal objectif.

Le chapitre 1 de ce manuscrit sera consacré à une revue bibliographique des modèles et des études expérimentales liées à l'absorption à film tombant.

Dans le chapitre 2, il sera question de décrire le système de mesure permettant la caractérisation expérimentale de l'interface liquide/vapeur à l'aide de la microscopie confocale. Cette

partie montrera les résultats préliminaires avec la grille de référence utilisée actuellement sur le banc d'absorption.

Dans le troisième chapitre, après une revue bibliographique sur les moyens numériques de décrire une interface, une description numérique du modèle *VOF* sera abordée. Elle sera suivie de la validation du modèle numérique par confrontation avec les résultats expérimentaux. Elle s'achève avec un accent sur les informations apportées par le modèle numérique complétant ainsi l'analyse du chapitre 2.

Le chapitre 4 est consacré à l'optimisation de l'efficacité des grilles. Dans cette partie, le modèle de transfert de chaleur par convection diffusion et celui de l'optimisation seront décrits, ainsi que l'ensemble des résultats issus de l'optimisation.

Enfin, une synthèse de l'étude est effectuée en conclusion de ce mémoire. Un rappel des principaux résultats permet d'envisager des perspectives d'études visant à améliorer la compréhension du fonctionnement réel de l'évaporateur/absorbeur.

Revue bibliographique sur l'absorption à film tombant du couple $LiBr/H_2O$

Sommaire

2.1	Introduction	11
2.2	Régime d'écoulement	11
2.3	Hydrodynamique d'un film absorbant	12
2.3.1	Description d'un film liquide absorbant	12
2.3.2	Calcul de l'épaisseur d'un film laminaire	13
2.4	Principaux phénomènes rencontrés durant l'absorption	14
2.4.1	L'effet Marangoni	14
2.4.2	L'effet d'interdiffusion	16
2.5	Modèle	17
2.5.1	Hypothèses du modèle	17
2.5.2	Équations du modèle	18
2.5.3	Solution	19
2.6	Plaque verticale en régime laminaire	23
2.6.1	Étude numérique et solutions analytiques	23
2.6.2	Études expérimentales	33
2.7	Synthèse de l'étude bibliographique	35

2.1 Introduction

L'absorption de la vapeur par un film tombant est de plus en plus répandue dans les applications industrielles, telles que les pompes à chaleur pour le chauffage et le refroidissement. Contrairement à l'absorption par pulvérisation où la vapeur et le liquide sont en interaction à la surface de gouttelettes, au niveau de l'absorption à film tombant les transferts de masse et de chaleur s'effectuent à la surface d'un film liquide perméable au fluide frigorigène. Elle est gouvernée par plusieurs paramètres parmi lesquels, le régime d'écoulement, les propriétés physiques du fluide, en particulier les diffusivités massique et thermique. De plus, les propriétés thermodynamiques des deux fluides température/pression/composition et les relations existant entre elles modifient considérablement les transferts.

L'absorption de la vapeur d'eau par une solution de bromure de lithium a été étudiée de manières expérimentale et numérique par les auteurs Kim & Ferreira (2008), Nakoryakov & Grigor'eva (1977) et Grossman (1983). La difficulté ou le challenge surmontée au cours de leurs études est la mesure et la prise en compte des propriétés thermophysiques à l'interface où différents phénomènes se produisent, complexifiant l'estimation précise du flux de vapeur qui y diffuse. Du fait de cette difficulté à prendre en compte l'ensemble des phénomènes, la plupart des auteurs utilisent différentes hypothèses pour simplifier leur modèle (voir section 2.5.1).

2.2 Régime d'écoulement

Pour distinguer l'importance d'un phénomène par rapport à un autre et mettre en évidence sa nature dominante, les nombres adimensionnels sont souvent utilisés. Ainsi le nombre de Weber, rapport entre les forces d'inertie et les forces de tension de surface permet de distinguer le caractère dominant ou non de la capillarité sur l'inertie. Le nombre de Lewis distingue le caractère dominant ou non du transfert de chaleur sur le transfert de masse. En ce qui concerne la distinction entre les différents régimes d'écoulement d'un fluide, le nombre de Reynolds est utilisé. Celui-ci compare les forces d'inertie aux forces de viscosité. Son expression (Eq.2.1) est la suivante :

$$Re = 4 \frac{\rho \bar{u} \delta}{\mu} \quad (2.1)$$

Le facteur 4 dépend du choix du diamètre hydraulique et n'est pas pris en compte par certains auteurs (LeGoff *et al.*, 1985). \bar{u} est la vitesse moyenne de l'écoulement avec $\bar{u} = \frac{\int_0^\delta u \, dz}{\delta}$ où δ est l'épaisseur de film liquide.

Il est à mentionner que si la limite du régime laminaire fait l'unanimité pour tous les auteurs, le passage du régime à onde capillaire à turbulent diffère. Grossman (1986) propose le classement suivant :

- Pour $Re < 20$: Régime laminaire
- Pour $20 < Re < 1600$: Régime à onde capillaire ou régime intermédiaire
- Pour $Re > 1600$: Régime turbulent

2.3 Hydrodynamique d'un film absorbant

2.3.1 Description d'un film liquide absorbant

La figure 2.1 représente le film hydrodynamique, siège des transferts de masse et de chaleur au cours de l'absorption. A l'entrée du liquide, la pression et la concentration de la solution sont inférieures à celle de la vapeur créant ainsi un potentiel (gradient de pression et de concentration entre la solution et la vapeur). Ce potentiel favorise l'absorption qui se traduit par une solubilité importante de la vapeur dans la solution de bromure de lithium à l'entrée de l'absorbeur. Cette figure montre que les transferts s'effectuent de la phase vapeur vers l'interface (où la température T_{int} et la concentration X_{int} sont constantes) et de l'interface vers la solution (film liquide). Suivant la direction de l'écoulement, la solubilité de la vapeur dans le bromure de lithium diminue du fait de la chaleur d'absorption qui augmente la température de la solution saline réduisant son pouvoir absorbant. Aussi les transferts de chaleur sont plus rapides que les transferts de masse. Nous verrons plus tard que cette absorption est gouvernée par deux nombres addimensionnels : le nombre de Lewis Le et la chaleur d'absorption adimensionnelle Λ . Dans le cas de l'absorption, l'écoulement de l'absorbant est généralement descendant. Dans le cas du fluide frigorigène, cet écoulement est intrinsèquement lié à la configuration de l'absorbeur. Nous nous limiterons ici au cas d'un film liquide descendant.

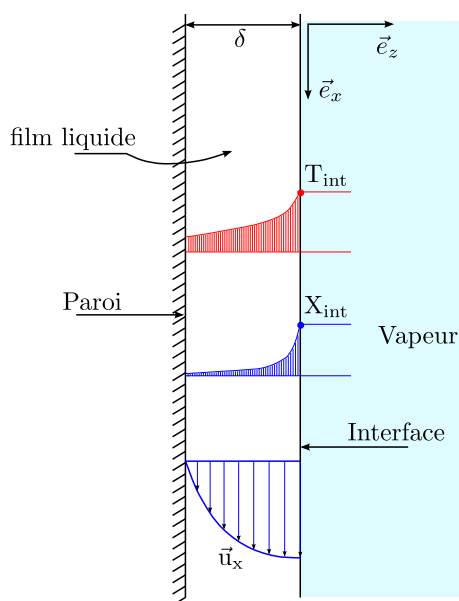


Figure 2.1: Absorption à film tombant : profils de concentration et de température.

Le film hydrodynamique est régi par quatre forces principales (Grossman, 1986) :

- Les forces de gravité et d'inertie : due à la circulation du liquide ;
- Les forces de viscosité ou de frottement : qui s'opposent au déplacement du liquide au niveau de la paroi ;

- Les forces de cisaillement : due au mouvement de la vapeur à l'interface ;
- Les forces de tension de surface pour des films liquides minces où les forces capillaires sont dominantes devant les forces de gravité. Cette force crée des instabilités à l'interface qui passe d'une forme lisse à une forme ondulatoire (Patnaik & Perez-Blanco, 1996; Grossman, 1986).

2.3.2 Calcul de l'épaisseur d'un film laminaire

Dans un film laminaire lisse où les forces de cisaillement sont négligeables, la théorie de Nusselt permet d'estimer l'épaisseur de film liquide qui dépend de la vitesse d'écoulement et donc du nombre de Reynolds. Ainsi pour un film laminaire, l'équation de quantité de mouvement du film liquide pour une plaque verticale est réduite à :

$$\mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = -\rho g \quad (2.2)$$

L'intégration de l'équation 2.2 donne le profil de la vitesse en fonction de l'épaisseur du film liquide.

$$u = \frac{\rho g \delta^2}{2\mu} \left[2\frac{z}{\delta} - \left(\frac{z^2}{\delta^2} \right) \right] \quad (2.3)$$

La vitesse maximale atteinte par le fluide pour $z = \delta$ s'exprime par :

$$u_{max} = \frac{\rho g \delta^2}{2\mu} \quad (2.4)$$

L'épaisseur de film liquide en fonction du nombre de Reynolds est donnée par :

$$\delta = \left(\frac{3\mu^2}{4\rho^2 g} \right)^{1/3} Re^{1/3} \quad (2.5)$$

avec μ la viscosité dynamique, ρ la densité du fluide et g l'accélération de la pesanteur.

La relation 2.5 reste valable jusqu'à $Re \approx 1500$. Cependant lorsque les forces de tension de surface sont dominantes (c'est le cas des films liquides minces), cette relation est difficilement applicable. En effet, l'épaisseur du film liquide n'est plus fonction seulement de la vitesse d'écoulement et peut prendre différentes formes le long de la direction de l'écoulement. Pour ces régimes d'écoulement complexes, différentes corrélations empiriques permettant d'estimer l'épaisseur du film liquide ont été développées. Ces équations sont fonction de N^* , paramètre adimensionnel introduit par Dukler et cité par Grossman (1986), qui définit une épaisseur de film adimensionnelle. Pour une plaque verticale, N^* est donné par :

$$N^* = \delta \left(\frac{g}{\nu^2} \right)^{1/3} \quad (2.6)$$

où ν est la viscosité cinématique.

A partir de cette relation, l'équation 2.5 devient :

$$N^* = 0,909 Re^{1/3} \quad (2.7)$$

Différentes relations empiriques permettant d'estimer l'épaisseur de film liquide en fonction du nombre de Reynolds ont été reportées par Grossman (1986), en voici quelques une :

Relation de Brötz

$$N^* = 0,0682 Re^{2/3} \quad (2.8)$$

Relation de Brauer

$$N^* = 0,2077 Re^{8/15} \quad (2.9)$$

Relation de Freind

$$N^* = 0,266 Re^{1/2} \quad (2.10)$$

La comparaison entre les différentes relations empiriques ci-dessus avec les points expérimentaux de Renius cité par Grossman (1986) montre que la relation de Brötz (Eq.2.8) est la meilleure. Celle-ci permet d'estimer l'épaisseur du film pour tous les régimes d'écoulement aussi bien laminaire que turbulent, pour des nombres de Reynolds variant de 10 à 10^5 .

2.4 Principaux phénomènes rencontrés durant l'absorption

Nombre de phénomènes apparaissent lors de l'absorption de la vapeur d'eau par du bromure de lithium parmi lesquels, l'effet Soret (Platten, 2006), couramment appelé effet de thermodiffusion, et l'effet Dufour (Ingle & Horne, 1973), inverse de l'effet Soret. Ces deux effets ne seront pas abordés dans ce manuscrit du fait de leur moindre importance dans l'influence des transferts liés à l'absorption. En revanche l'effet Marangoni, dû à la tension de surface, et l'effet d'inter-diffusion, qui est lié à la solution de bromure de lithium, sont traités.

2.4.1 L'effet Marangoni

L'effet Marangoni est le résultat d'un gradient de tension de surface induisant un mouvement de convection (circulation) des zones à faible tension de surface vers les zones à fort tension de surface (Hozawa *et al.*, 1991). Ces mouvements de convection induisent des instabilités à l'interface créant ainsi des zones de mélange ; on parle alors d'interface turbulente comme le montre la figure 2.2.

La création de ces gradients peut être induite soit par une différence de température, soit par une différence de concentration, ou par l'ajout d'un additif ou surfactant (généralement des hydroxydes d'alcool). Le 2-éthyle-hexanol (Kim & Ferreira, 2008; Kim *et al.*, 1996; Yao *et al.*, 1991) et le n-octanol (Yao *et al.*, 1991; Wu-Tsann *et al.*, 1998) sont les plus rencontrés dans la littérature.

Dans le cas de l'absorption par une solution de bromure de lithium, l'objectif est d'abaisser suffisamment la tension de surface de la solution naturellement plus élevée que celle de l'eau pour favoriser un mouvement de convection du film vers l'interface. C'est-à-dire des zones plus concentrées en bromure et moins chaudes vers les zones moins concentrées et plus chaudes assurant ainsi une régénération de la solution saline à l'interface. Cet effet dépend largement

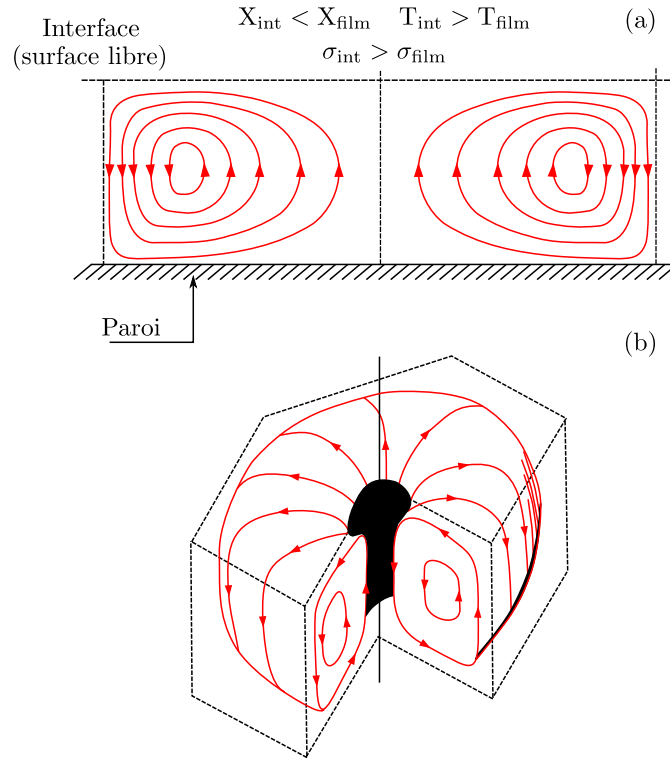


Figure 2.2: Convection Interfaciale dans des cellules de forme hexaédrique de Benard cité par Grossman (1986) : (a) vue de face, (b) vu en perspective.

des valeurs relatives des gradients de concentration et de température associées entre le film et l'interface liquide/vapeur.

En effet, la figure 2.3 montre que, naturellement, la tension de surface baisse avec la température et augmente avec la concentration en bromure de lithium. Ainsi, $\frac{\Delta\sigma}{\Delta T}$ et $\frac{\Delta\sigma}{\Delta X}$ sont respectivement inférieur et supérieur à zéro.

Dans le premier cas ($\frac{\Delta\sigma}{\Delta T}$), la température est plus élevée à l'interface que dans le film liquide, ainsi la tension de surface baissera plus rapidement à l'interface tendant à la stabiliser en augmentant le gradient négatif $\sigma_{int} - \sigma_{film} < 0$.

Dans le second cas ($\frac{\Delta\sigma}{\Delta X}$), le film étant plus concentré que l'interface l'augmentation de la tension de surface avec la concentration accroît le gradient négatif comme dans le premier cas entre l'interface et le film $\sigma_{int} - \sigma_{film} < 0$ tendant à le stabiliser.

En combinant les deux effets précédents, l'évolution naturelle de la tension de surface avec la concentration et la température tend à stabiliser l'interface en favorisant un gradient négatif de tension de surface entre l'interface plus chaude et moins concentrée et le film plus concentré et moins chaud tendant à annihiler l'effet Marangoni et donc le caractère turbulent du film.

Utilisés à faible dose (10 - 100 ppm) (Kim *et al.*, 1996; Nakoryakov *et al.*, 2008), les additifs permettent d'inverser la tendance évolutive naturelle de la tension de surface en fonction de la température et de la concentration en bromure de lithium. Ainsi comme le montre la figure 2.3, avec l'ajout d'additifs, la tension de surface augmente avec la température et diminue

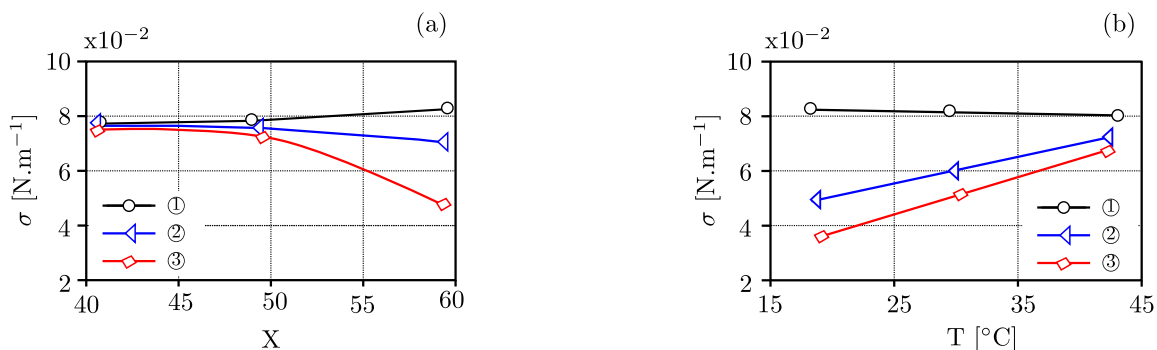


Figure 2.3: Évolution de la tension de surface avec et sans ajout de 2-ethyl-1-hexanol : (a) en fonction de la concentration, ① - sans additif, ② - 10 ppm, ③ - 20 ppm ; (b) en fonction de la température, ① - sans additifs, ② - 30 ppm, ③ - 100 ppm Kim *et al.* (1996).

avec la concentration créant un gradient inverse $\sigma_{int} - \sigma_{film} > 0$ favorisant le déplacement de la solution des zones les plus chaudes (interface) vers les moins chaudes (film) et des plus concentrées (film) vers les moins concentrées (interface). Ainsi, il y a naissance de mouvement de convection (Fig.2.2) qui crée de la turbulence dans le film et à l'interface. En somme pour qu'il y ai l'effet Marangoni entraînant un mouvement de convection, il faut remplir l'une des deux conditions suivantes :

- $\frac{\Delta\sigma}{\Delta T} > 0$ avec $T_{int} > T_{film}$
- $\frac{\Delta\sigma}{\Delta X} < 0$ avec $X_{int} < X_{film}$

Le nombre de Marangoni Ma défini par l'équation 2.11 permet de caractériser cet effet.

$$Ma = \frac{\Delta\sigma\delta}{\rho\nu\alpha} \quad (2.11)$$

avec $\Delta\sigma$ la différence de tension de surface dans le film.

2.4.2 L'effet d'interdiffusion

L'effet d'interdiffusion est lié à la nature du bromure de lithium qui est une solution binaire composée de Bromure de lithium (composé 1) et d'eau (composé 2). Ce phénomène intervient dans le bilan d'énergie en considérant que l'interaction (diffusion de la salinité) entre le bromure de lithium, d'enthalpie \bar{h}_1 et l'eau d'enthalpie \bar{h}_2 produit une quantité de chaleur $\vec{\Phi}_{inter}$ supplémentaire (non négligeable) donnée par :

$$\vec{\Phi}_{inter} = -\rho D_{AB} (\vec{\nabla} X) \bar{h}_1 - \rho D_{AB} [\vec{\nabla} (1 - X)] \bar{h}_2 \quad (2.12)$$

En décomposant l'équation 2.12 cela revient à écrire :

$$\vec{\Phi}_{inter} = -\rho D_{AB} (\vec{\nabla} X) \bar{h}_1 + \rho D_{AB} (\vec{\nabla} X) \bar{h}_2 \quad (2.13)$$

$$= -\rho D_{AB} \vec{\nabla} X (\bar{h}_1 - \bar{h}_2) \quad (2.14)$$

L'équation 2.14 peut être réécrite sous la forme simplifiée de l'équation 2.15

$$\vec{\Phi}_{inter} = -\rho D_{AB} \vec{\nabla} X \left(\frac{\partial h}{\partial X} \right) \quad (2.15)$$

où D_{AB} représente la diffusivité massique du $LiBr$.

2.5 Modèle

2.5.1 Hypothèses du modèle

Nakaryakov et Grigor'eva (Nakoryakov & Grigor'eva, 1977; Grigor'eva & Nakoryakov, 1977) ont été les pionniers en terme de développement des modèles numériques rendant compte des transferts simultanés de masse et de chaleur durant l'absorption. Dans le souci de simplifier les calculs et du fait des différents phénomènes qui interviennent pendant le procédé, ils ont considéré plusieurs hypothèses dont la plupart sont reprises aujourd'hui. Ces hypothèses sont les suivantes :

1. Il existe un équilibre instantané de pression à l'interface : la concentration du bromure du lithium à l'interface est telle que la pression de la vapeur d'eau est toujours égale à la pression partielle de la solution de bromure de lithium. Cette hypothèse établie qu'il existe une continuité en concentration entre la solution saline et la vapeur d'eau ;
2. Les propriétés thermophysiques du liquide et de la vapeur sont constantes : ceci implique que l'effet de la température et de la concentration sur les paramètres tels que la conductibilité thermique, la chaleur spécifique, la viscosité, la diffusivité, la tension de surface et la densité est négligeable. Cette hypothèse n'est pas toujours vérifiée ;
3. Les transferts de chaleur par conduction et par diffusion sont négligeables dans le sens de l'écoulement. Cette approximation peut être validée en calculant le nombre de Péclet en fonction de la vitesse longitudinale du système, lequel dans notre cas vaut en moyenne 40 ;
4. La vitesse dans le sens transversal, perpendiculaire à l'écoulement, est négligeable devant la vitesse longitudinale ;
5. L'épaisseur de film liquide est constante du fait que le flux de vapeur absorbé est négligeable devant le flux de solution ;
6. La pression est constante dans l'absorbeur : la concentration d'équilibre à l'interface est une fonction linéaire de la température à l'interface ;
7. Les transferts de chaleur dans la phase vapeur sont négligeables : du fait qu'on considère que la chaleur dégagée durant le procédé se retrouve entièrement dans la phase liquide ;
8. Les effets d'interdiffusion ne sont pas pris en compte : ceci stipule que la quantité de chaleur $\vec{\Phi}_{inter}$ est négligeable devant la chaleur d'absorption ;

9. On considère le procédé en régime stationnaire : c'est à dire que le flux de vapeur évaporé est égal au flux de vapeur absorbé ;
10. Les forces de cisaillement exercées par la vapeur sur le liquide à l'interface sont négligeables ;
11. Le profil de vitesse est uniforme.

2.5.2 Équations du modèle

Comme mentionné précédemment, la plupart des modèles d'absorption prennent en compte les effets combinés des transferts de masse et de chaleur. Ce sont des modèles 2D instationnaires de convection/diffusion, basé sur deux lois : la loi de Fick pour le transfert de masse et la loi de Fourier pour le transfert de chaleur. Les équations décrivant le modèle sont les suivantes :

Transfert de chaleur

$$\underbrace{\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + w \frac{\partial T}{\partial z}}_{\text{Convection}} = \underbrace{\alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}}_{\text{Diffusion}} \quad (2.16)$$

Transfert de masse

$$\underbrace{\frac{\partial X}{\partial t} + u \frac{\partial X}{\partial x} + w \frac{\partial X}{\partial z}}_{\text{Convection}} = \underbrace{D_{AB} \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + D_{AB} \frac{\partial^2 X}{\partial z^2}}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \left(D_{AB} \frac{\partial X}{\partial z} \right)}_{\text{Interdiffusion}} \quad (2.17)$$

Avec u la vitesse longitudinale, w la vitesse transversale, t le temps, T la température, α la diffusivité thermique $\alpha = \frac{\lambda}{\rho C_p}$ où λ est la conductibilité thermique du mélange, ρ la densité du mélange et C_p la capacité thermique massique du mélange. X la concentration massique du bromure de lithium, D_{AB} la diffusivité massique. x et z représente respectivement l'axe longitudinale et l'axe transversale de l'écoulement.

A partir des hypothèses 3, 4, 8 et 10, les équations 2.16 et 2.17 sont réduites à :

Transfert de chaleur

$$u \frac{\partial T}{\partial x} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (2.18)$$

Transfert de masse

$$u \frac{\partial X}{\partial x} = D_{AB} \frac{\partial^2 X}{\partial z^2} \quad (2.19)$$

2.5.3 Solution

2.5.3.1 Conditions aux limites

Les conditions aux limites permettent d'imposer des contraintes aux frontières du domaine. Elles doivent être les plus réalistes possibles afin de bien prendre en compte le phénomène physique étudié et obtenir une solution précise. En absorption la plupart des auteurs utilisent les conditions suivantes :

Entrée du domaine $x = 0$

$$T_{(x=0,z)} = T_0 \quad (2.20)$$

$$X_{(x=0,z)} = X_0 \quad (2.21)$$

Paroi $z = 0$

Au niveau de la paroi plusieurs conditions aux limites peuvent être utilisées suivant qu'on utilise une paroi adiabatique, une paroi isotherme ou la présence d'un fluide secondaire qui échange avec la solution absorbante pour la refroidir.

Pour une paroi **adiabatique** le flux est nul (pas d'échange avec le milieu extérieur). D'où :

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = 0 \quad (2.22)$$

Dans le cas d'une paroi **isotherme**, la température de la paroi est constante le long de l'absorbeur.

$$T_{(x,z=0)} = T_p \quad (2.23)$$

Dans le cas du refroidissement de la solution par un échangeur externe avec un fluide caloporteur la condition est donnée par l'équation 2.24.

$$\Phi|_{z=0} = h_{cal} (T_p - T_{cal}) \quad (2.24)$$

Avec h_{cal} et T_{cal} coefficient d'échange et température du fluide caloporteur.

Dans tous les cas de figure, au niveau de la paroi, on considère un flux de concentration nulle (Eq 2.25).

$$\left. \frac{\partial X}{\partial z} \right|_{z=0} = 0 \quad (2.25)$$

Interface $z = \delta$

A l'interface, la solution de bromure de lithium est à saturation. Dans ce cas, la concentration est fonction de la pression et de la température à l'interface.

$$X|_{z=\delta} = X_{int} = F(T_{int}, P) \quad (2.26)$$

Avec T_{int} la température à l'interface et F la fonction donnant la concentration à l'interface en fonction des conditions d'entrée pour une pression donnée.

Dans la littérature, F est une approximation linéaire de l'isobare à la pression de l'absorbeur comme le montre la figure 2.4. Cette figure montre que la concentration et la température à l'interface calculées à partir de cette fonction linéaire seront différentes de la concentration et

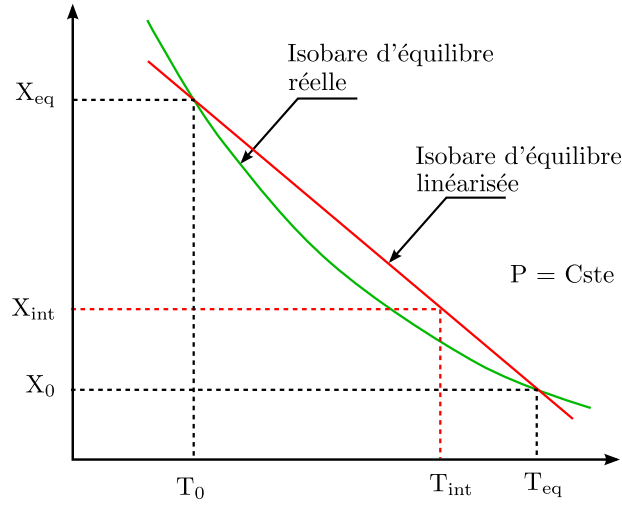


Figure 2.4: Courbe d'équilibre réelle et linéarisée à l'interface pour une pression donnée.

température interfaciale réelle. Néanmoins cette approche permet de simplifier la résolution de la solution analytique. L'équation 2.27 définit cette droite.

$$X_{int} = Cste_1 T_{int} + Cste_2 \quad (2.27)$$

A partir de l'isobare d'équilibre linéarisée et des conditions d'entrée de la solution, les constantes $Cste_1$ et $Cste_2$ sont estimées. Ainsi $Cste_1$ est la pente de la droite d'équilibre linéarisée et $Cste_2$ l'ordonnée à l'origine.

$$Cste_1 = \frac{X_{eq} - X_0}{T_{eq} - T_0} \quad (2.28)$$

et

$$\left\{ \begin{array}{l} Cste_2 = X_{eq} - \frac{X_{eq} - X_0}{T_{eq} - T_0} T_0 \\ Cste_2 = X_0 - \frac{X_{eq} - X_0}{T_{eq} - T_0} T_{eq} \end{array} \right. \quad (2.29)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} Cste_2 = X_{eq} - \frac{X_{eq} - X_0}{T_{eq} - T_0} T_0 \\ Cste_2 = X_0 - \frac{X_{eq} - X_0}{T_{eq} - T_0} T_{eq} \end{array} \right. \quad (2.30)$$

X_{eq} est la concentration d'équilibre à la température T_0 et T_{eq} la température d'équilibre à la concentration X_0 . Autrement dit, X_{eq} est la concentration qu'aurait le film si l'équilibre thermodynamique était atteint sans changer la température et T_{eq} la température qu'aurait le film si l'équilibre thermodynamique était atteint sans changer de concentration (Fig.2.4). Les termes $(X_{eq} - X_0)$ et $(T_{eq} - T_0)$ représentent les forces motrices initiales. Plus ces écarts sont grands, mieux on absorbe.

Il existe aussi un couplage entre les flux thermique et massique du fait de la chaleur générée durant l'absorption. C'est un flux estimé normal à l'interface. Dans le cas où le flux convectif est négligé l'équation 2.31 en donne l'estimation :

$$\Phi_{int} = \Delta H_{abs} \dot{M}_{int} \quad (2.31)$$

Où Φ_{int} est le flux de chaleur qui diffuse à travers l'interface, $\dot{M}_{int} = \rho D_{AB} \frac{\partial X}{\partial n}$ est le flux massique qui diffuse à travers l'interface et ΔH_{abs} la chaleur d'absorption. Cette équation revient à écrire

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{int} = \rho D_{AB} \Delta H_{abs} \frac{\partial X}{\partial n} \Big|_{int} \quad (2.32)$$

Pour une interface plane sans variation de l'épaisseur de film liquide, la composante normale \vec{n} à l'interface est réduite à l'axe verticale \vec{e}_z d'où l'équation 2.32 qui devient :

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{int} = \rho D_{AB} \Delta H_{abs} \frac{\partial X}{\partial z} \Big|_{int} \quad (2.33)$$

Sortie $z = L_g$

On considère que l'ensemble des flux sont nuls :

$$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{L_g} = 0 \text{ et } \frac{\partial X}{\partial x} \Big|_{L_g} = 0 \quad (2.34)$$

2.5.3.2 Nombres adimensionnels

Afin de faciliter la mise en oeuvre des équations et pour que celles-ci soient indépendantes de tout système d'unité, ce qui facilite leur manipulation, les nombres adimensionnels sont souvent utilisés. En absorption, les plus couramment utilisés sont :

- **La longueur adimensionnelle** qui peut être exprimée en fonction du nombre de Reynolds ou du nombre de Peclet ;

$$x^* = \frac{1}{Pe} \frac{x}{\delta} \quad (2.35)$$

avec Pe nombre de Peclet ($Pe = \frac{1}{4} Re Pr$)

- **La largeur adimensionnelle** ;

$$z^* = \frac{z}{\delta} \quad (2.36)$$

- **L'efficacité massique** (concentration adimensionnelle) ;

$$\gamma = \frac{X - X_0}{X_{eq} - X_0} \quad (2.37)$$

- **L'efficacité thermique** (température adimensionnelle) ;

$$\theta = \frac{T - T_0}{T_{eq} - T_0} \quad (2.38)$$

- **La relation d'équilibre** liant l'efficacité thermique et massique.

$$\gamma_{int} + \theta_{int} = 1 \quad (2.39)$$

Les deux nombres adimensionnels qui gouvernent les transferts de masse et de chaleur dans le film liquide et à l'interface sont le nombre de Lewis Le et la chaleur d'absorption Λ (Grossman, 1983; Brauner, 1991). Le premier permet d'apprécier l'importance des transferts de masse vis-à-vis des transferts de chaleur. Ils sont définies par :

$$Le = \frac{\alpha}{D} = \frac{Pr}{Sc} \quad (2.40)$$

$$\Lambda = Le \frac{\Delta H_{abs}}{C_p} Cste_1 \quad (2.41)$$

Avec $Pr = \frac{\mu}{\rho\alpha}$ le nombre de Prandtl, $Sc = \frac{\mu}{D_{AB}\rho}$ le nombre de Schmidt, ΔH_{abs} la chaleur d'absorption et C_p la capacité thermique massique.

Les coefficients locaux de transfert de masse H_m et de chaleur H_T sont estimés à travers les nombres de Sherwood Sh et de Nusselt Nu . En considérant le cas d'une dilution infinie de la vapeur d'eau dans la solution de bromure de lithium.

$$\begin{aligned} H_m &= \frac{-D_{AB} \left(\frac{\partial X}{\partial z} \right)_{int}}{X_{int} - X_0} \\ &= -\frac{D_{AB}}{\delta} \frac{1}{\gamma_{int}} \frac{\partial \gamma}{\partial z} \Big|_{int} \end{aligned} \quad (2.42)$$

$$\begin{aligned} H_T &= \frac{-\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{int}}{T_{int} - T_0} \\ &= -\frac{\lambda}{\delta} \frac{1}{\theta_{int}} \frac{\partial \theta}{\partial z} \Big|_{int} \end{aligned} \quad (2.43)$$

Brauner *et al.* (1989) propose les expressions suivantes où le Sherwood et le Nusselt sont exprimés en fonction du nombre de Lewis et du nombre de Peclet.

$$Sh = \frac{H_m \delta}{\Delta D_{AB}} = \left[\frac{\theta}{\pi} \frac{Pe^2}{Le} \right]^{1/2} \quad (2.44)$$

$$Nu = \frac{H_T \delta}{\alpha} = \left[\frac{\theta}{\pi} Pe^2 \right]^{1/2} \quad (2.45)$$

2.6 Plaque verticale en régime laminaire

La plupart des auteurs s'accordent à traiter les problèmes d'absorption en les réduisant aux équations 2.18 et 2.19. La présente étude vise à faire un état de l'art aussi bien sur les modèles numériques et les solutions analytiques proposées que sur les investigations expérimentales effectuées pour améliorer la connaissance des transferts.

2.6.1 Étude numérique et solutions analytiques

L'absorption sur une plaque verticale avec ou sans échange de chaleur avec le milieu extérieur a été largement discuté dans la littérature.

Nakoryakov et Grigor'eva (Nakoryakov & Grigor'eva, 1977; Grigor'eva & Nakoryakov, 1977) furent les premiers à donner une solution analytique des deux équations 2.18 et 2.19 avec couplage simultané des transferts de masse et de chaleur pour l'absorption de la vapeur d'eau par du bromure de lithium. Dans leur formulation, l'ensemble des hypothèses énoncées précédemment sont prises en compte.

Dans Grigor'eva & Nakoryakov (1977), le modèle donne la solution analytique exacte du développement de transfert de masse et de matière au sein d'un absorbeur. La solution analytique est représentée sous la forme d'une série de Fourier de nombres adimensionnels. Cette approche est intéressante dans la mesure où elle simplifie l'implémentation et permet de s'affranchir des systèmes d'unités. Mais la solution est complexe et requiert un nombre élevé de valeurs pour atteindre la convergence.

Du fait de la complexité du modèle Grigor'eva & Nakoryakov (1977), Nakoryakov & Grigor'eva (1977) ont développé un modèle simplifié en ajoutant les hypothèses suivantes :

- Le profil de température est linéaire : ce qui sous entend que le transfert par conduction est dominant.
- Le profil de concentration est estimé à partir de l'approche couche limite.

Les modèles aussi bien simplifiés (Nakoryakov & Grigor'eva, 1977) que donnant la solution exacte (Grigor'eva & Nakoryakov, 1977) permettent d'estimer le flux de chaleur et de masse à travers l'interface, le flux de chaleur au niveau de la paroi ainsi que la concentration et la température moyenne de la solution. Les équations 2.46 à 2.54 présentent l'estimation détaillées des différents paramètres du modèle simplifié :

La température adimensionnelle T^* et la concentration adimensionnelle X^* du film ;

$$T^* = \frac{T}{T_0} = (T_{int}^* - T_p^*) z^* + T_p^* \quad (2.46)$$

$$X^* = \frac{X}{X_0} = (1 - X_{int}^*) erf\eta + X_{int}^* \quad (2.47)$$

La température adimensionnelle T_{int}^* et la concentration adimensionnelle X_{int}^* à l'interface

$$T_{int}^* = \frac{T_{int}}{T_0} = \frac{\sqrt{Le} T_p^* - Ka \frac{X_0}{dT_0} \left(\frac{b}{X_0} - 1 \right) \frac{1}{\sqrt{\pi x^*}}}{\sqrt{Le} - Ka \frac{1}{\sqrt{\pi x^*}}} \quad (2.48)$$

$$X_{int}^* = \frac{X_{int}}{X_0} = \frac{T_0}{dX_0} T_{int}^* + \frac{b}{X_0} \quad (2.49)$$

La température moyenne \bar{T}^* et la concentration moyenne \bar{X}^*

$$\bar{T}^* = \frac{\bar{T}}{T_0} = \frac{1}{\delta T_0} \int_0^\delta T dz = \frac{T_{int}^* + T_p^*}{2} \quad (2.50)$$

$$\bar{X}^* = \frac{\bar{X}}{T_0} = \frac{1}{\delta X_0} \int_0^\delta X dz \quad (2.51)$$

$$= (1 - X_{int}^*) \left[\operatorname{erf} \frac{\sqrt{Le}}{2 \sqrt{x^*}} + \frac{2 \sqrt{x^*}}{\sqrt{\pi Le}} \left(\exp \left[-\frac{Le}{4x^*} \right] - 1 \right) \right] \quad (2.52)$$

Les flux de chaleur et de masse sont respectivement

$$\Phi^* = T_{int}^* - T_p^* \quad (2.53)$$

$$\dot{M}^* = (X_{int}^* - 1) \frac{\sqrt{Le}}{\sqrt{\pi x^*}} \quad (2.54)$$

Avec T_p^* la température adimensionnelle de la paroi, Ka le coefficient de transfert de masse adimensionnelle, η la variable adimensionnelle donnée par $\eta = \frac{Le^{1/2}(1-\varphi)}{2 x^{1/2}}$, T_m et X_m respectivement la température et la concentration moyenne dans le film.

Dans ces équations la longueur adimensionnelle x^* est donnée par :

$$x^* = \frac{x\alpha}{u\delta^2} \quad (2.55)$$

La comparaison de cette solution analytique simplifiée avec la solution exacte (Fig.2.5) montre que, aussi bien pour le profil de température que pour le profil de concentration, le modèle simplifié sous estime les flux massique et thermique, avec une erreur assez grande dans la région proche de l'entrée pour de faibles temps de contact. Néanmoins, dans le film, les résultats sont assez semblables.

Du fait de la sensibilité aux transferts de la région d'entrée de l'absorbeur, où les transferts de masse et de chaleur sont très importants et différents de ce qui se passe dans le film. Nakariakov et Grigor'eva (Nakoryakov & Grigor'Eva, 1980; Nakoryakov, 1980) comme Grossman (1983), que nous verrons par la suite, ont donné une expression analytique simplifiée rendant compte des transferts de masse et de chaleur dans cette région. Une approche couche limite est adoptée. Ainsi ils stipulent que dans la couche limite thermique proche de la paroi, le profil de vitesse est linéaire et dans la couche limite de température et de concentration proche

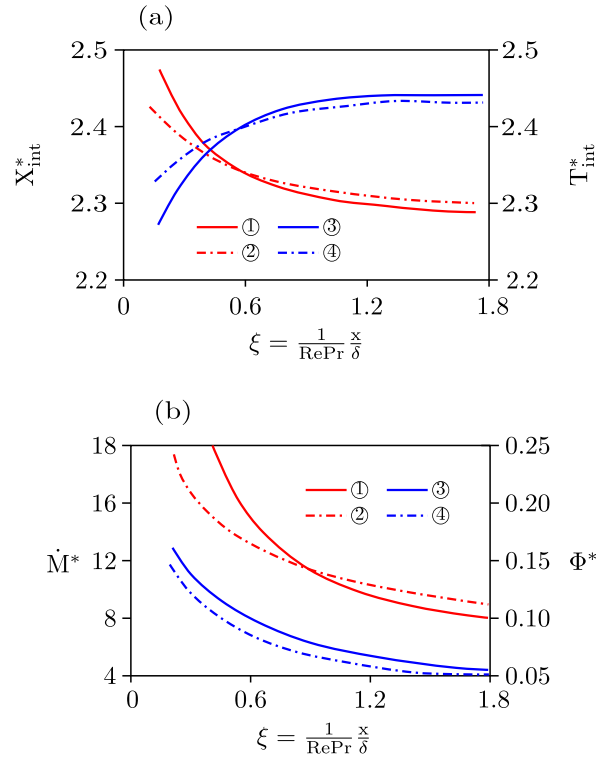


Figure 2.5: Comparaison du modèle simplifié (Nakoryakov & Grigor'eva, 1977) et de la solution exacte (Grigor'eva & Nakoryakov, 1977) : (a) ① - Profil de température solution exacte ; ② - Profil de température solution simplifiée ; ③ - Profil de concentration solution exacte ; ④ - Profil de concentration solution simplifiée ; (b) ① - Flux de chaleur solution exacte ; ② - Flux de chaleur solution simplifiée ; ③ - Flux massique solution exacte ; ④ - Flux massique solution simplifiée.

de l'interface, la vitesse est uniforme. La solution analytique développée dans ce modèle permet de rendre compte des transferts jusqu'à ce qu'il y ait développement de la couche limite, où le modèle décrit dans Grigor'eva & Nakoryakov (1977) s'applique. L'observation intéressante dans cette étude est qu'il est possible de voir que dans cette région, la concentration et la température restent pratiquement constantes et égales à leur valeur d'équilibre imposée par les conditions d'entrée.

L'estimation des profils adimensionnels de température et de concentration pour de faible temps de contact est donnée respectivement par les équations 2.56 et 2.57 (Fig.2.5).

$$\gamma = \frac{\Lambda}{\Lambda + Le^{1/2}} [1 - \text{erf}(x^*)] \quad (2.56)$$

$$\theta = \frac{Le^{1/2}}{\Lambda + Le^{1/2}} \left[1 - \text{erf}\left(\frac{x^*}{Le^{1/2}}\right) \right] \quad (2.57)$$

Avec erf la fonction tabulée de Gauss.

Dans les modèles précédents, l'épaisseur de film liquide est constante et uniforme d'où l'absence de variation de volume de solution due à l'absorption (Voir hyp.5). Nakariakov et Grigor'eva (Nakoryakov, 1995) présente un modèle dans lequel l'épaisseur de film liquide est fonction du taux d'absorption à travers l'interface. La résolution du problème a été subdivisée en deux phases :

1. **La phase 1** : où le film liquide est constant, c'est la région particulière proche de l'entrée, où le modèle développé dans Nakoryakov & Grigor'Eva (1980) est utilisé. Dans cette région, la température et la concentration sont constantes, d'où un taux d'absorption important qui entraîne une augmentation de l'épaisseur du film liquide ;
2. **La phase 2** : en dehors de cette région, c'est à dire dès qu'il y a développement du film, où la solution exacte est utilisée (Grigor'eva & Nakoryakov, 1977).

Les résultats de cette étude confirme l'hypothèse 5, dans la mesure où l'épaisseur du film liquide n'influence pas le taux de transfert de masse. En effet, son augmentation due à l'absorption reste assez faible, inférieure à 10 %.

Grossman (1983), a fait un travail intéressant. En se basant sur le modèle développé par Nakoryakov, celui-ci a considéré non pas un profil de vitesse uniforme dans la couche limite mais un profil de vitesse parabolique. Ce qui est plus proche de la réalité. Le modèle reprend l'ensemble des hypothèses mentionnées précédemment et le régime stationnaire est considéré. Il prend en compte aussi bien le cas d'une paroi adiabatique que le cas d'une paroi isotherme, cas traité dans Nakariakov et Grigor'eva (Grigor'eva & Nakoryakov, 1977) avec une épaisseur de film liquide constante. Il considère qu'il n'y a pas de formation de couche limite proche de la paroi et donc que la température de la paroi est égale à la température d'entrée de la solution. Dans son analyse, Grossman prend aussi en compte les deux régions : entrée de la solution saline et formation de la couche limite.

Grossman développe une solution numérique basée sur une discrétisation en différence finie comme LeGoff *et al.* (1985). Toutefois du fait du développement simultané des transferts de masse et de chaleur à l'entrée où il y a un saut de température de la solution, cette solution présente une discontinuité.

Grossman développe alors une solution pour la région d'entrée et pour de faible temps de contact ne permettant pas le développement de la couche limite. Cette solution est équivalente à celle proposée par Nakoryakov & Grigor'Eva (1980) et Nakoryakov (1980). Il considère que dans cette région, la conduction est supérieure à la convection et que les profils de concentration et de température peuvent être décrits par la théorie de pénétration de Higbie. Le modèle a été validé expérimentalement avec les résultats expérimentaux obtenus par Emmert & Pigford (1954). Les profils de température et de concentration sont représentés en terme d'efficacité thermique et d'efficacité massique respectivement par les équations 2.58 et 2.59.

$$\begin{aligned}\theta &= \frac{\Lambda}{\Lambda + Le^{1/2}} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{3z^2\bar{u}}{8\alpha x} \right)^{1/2} \right] \\ &= \frac{\Lambda}{\Lambda + Le^{1/2}} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{3}{32} Pr \frac{x^{*2}}{z^*} \right)^{1/2} \right]\end{aligned}\tag{2.58}$$

$$\begin{aligned}
\gamma &= \frac{Le^{1/2}}{\Lambda + Le^{1/2}} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{3}{8D_{AB}} z^2 \bar{u} \right)^{1/2} \right] \\
&= \frac{Le^{1/2}}{\Lambda + Le^{1/2}} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{3}{32} Sc \frac{x^{*2}}{z^*} \right)^{1/2} \right]
\end{aligned} \tag{2.59}$$

Dans le film liquide, Grossman développe une solution sous la forme d'une série de Fourier semblable à celle proposée par Grigor'eva & Nakoryakov (1977). Il détaille le calcul des différentes valeurs propres aussi bien pour le cas adiabatique que pour le cas d'une paroi isotherme. La description de ce modèle se trouve dans l'annexe A.

La figure 2.6 montre que, pour de faibles distance et temps de contact, les deux conditions aux limites (paroi isotherme et paroi adiabatique) donnent des résultats semblables quelque soit le nombre de Lewis Le ou la chaleur adimensionnelle Λ . Dès qu'il y a développement de la couche limite, la température augmente rapidement dans le cas d'une paroi adiabatique (du fait de la chaleur dégagée durant l'absorption) réduisant le taux de transfert de masse. Dans le cas d'une paroi isotherme, la température baisse (du fait du refroidissement de la solution), d'où une augmentation du taux d'absorption. Aussi quelque soit Λ ou Le , le taux d'absorption γ est meilleur dans le cas d'une paroi isotherme que dans le cas adiabatique. Les cas $\theta_{int} = 0$ et $\gamma_{in} = 1$ constituent donc les cas limites. Les figures 2.6(a) et 2.6(b) illustrent bien que le procédé d'absorption est gouverné par la chaleur latente d'absorption adimensionnel Λ et le nombre de Lewis Le . Dans le cas de l'absorption au bromure de lithium $\Lambda \approx 0,001$ et $Le \approx 0,01$.

De plus, il est à remarquer qu'une augmentation de la chaleur d'absorption diminue le taux de transfert de masse à travers l'interface (Fig.2.6(a)) alors qu'une augmentation du nombre de Lewis Le augmente le transfert de masse car traduit une diffusion de matière plus importante comparée à la diffusion thermique (Fig.2.6(b)).

Enfin, la comparaison entre la solution analytique de Grossman (1983) et celle de Grigor'eva & Nakoryakov (1977) (Fig.2.6(a)) montre que pour de faibles distances x^* (entrée du domaine) et vers la sortie du domaine $x^* \rightarrow 1$ les deux solutions tendent vers les mêmes valeurs asymptotiques quelque soit la valeur de la chaleur adimensionnelle Λ . Entre ces deux valeurs, les deux modèles divergent. Grossman (1983) attribue cette divergence au choix d'un profil de vitesse uniforme dans le cas de Nakoryakov & Grigor'eva (1977). Il estime que cette solution sous-estime la longueur d'établissement de la couche limite de près de 40 % et occasionne une erreur dans l'estimation des coefficients de transfert de masse et de chaleur de l'ordre de 20 %.

Andberg & Vliet (1983b) utilisent un schéma de différence fini pour résoudre les équations d'absorption pour une plaque verticale isotherme. Leur modèle a la particularité d'inclure les phénomènes d'interdiffusion (Eq.2.12). Ils considèrent comme Grossman (1983) un profil de vitesse parabolique 2D et un état d'équilibre à l'interface, mais utilisent la relation de McNeely (1979). Ils justifient l'hypothèse 7 par la différence de conductibilité thermique entre le liquide et la vapeur et par le fait du sens de propagation de la vapeur vers le film liquide. Leur modèle permet d'estimer les flux thermique et massique ainsi que la concentration et la température dans le film et à l'interface. La comparaison avec les résultats expérimentaux de Burdukov *et al.* (1979) montre un bon accord hormis dans la région d'entrée et pour de faible temps de contact

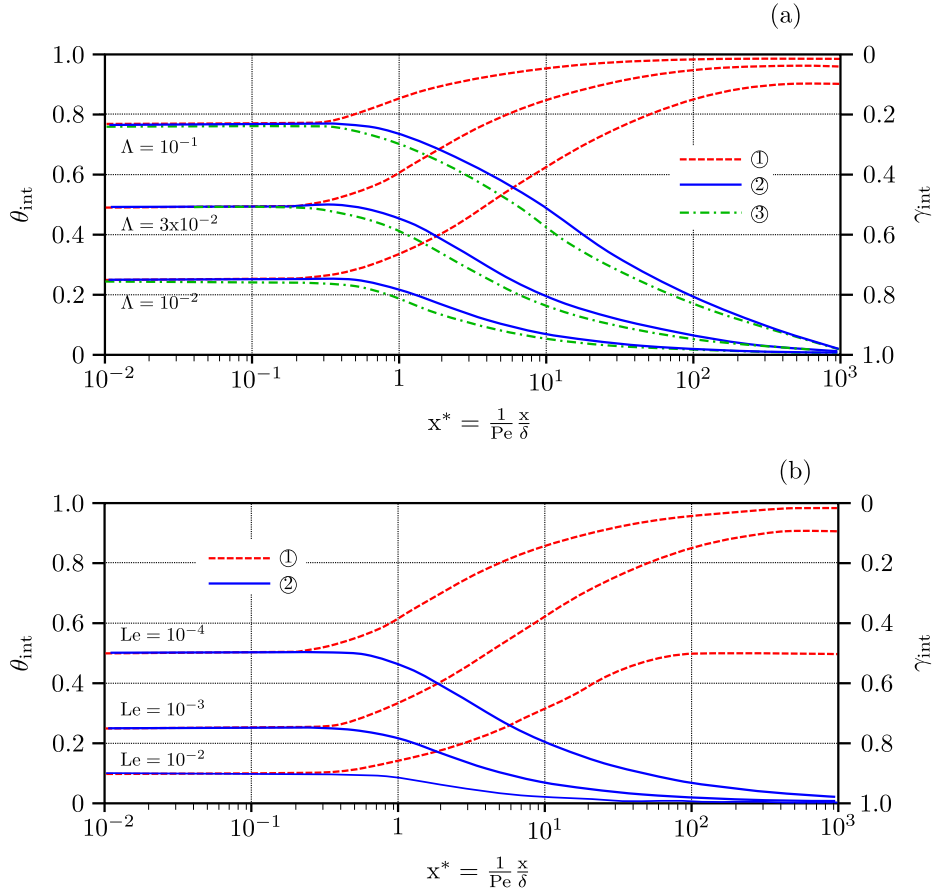


Figure 2.6: Évolution du taux d'absorption en fonction de la longueur adimensionnelle pour différentes chaleurs d'absorption adimensionnelles (a) et pour différents nombres de Lewis (b) : ① - paroi adiabatique (Grossman, 1983), ② - paroi isotherme (Grossman, 1983), ③ - paroi isotherme (Grigor'eva & Nakoryakov, 1977).

où le modèle surestime les résultats. Andberg & Vliet (1983b) attribut cette surestimation à la condition d'isothermie de la paroi qui selon eux n'est pas appropriée dans cette région. En effet, au cours de leur expérimentation, ils utilisent un refroidissement à contre courant. Or, la résistance thermique de la paroi ne permet pas d'éliminer toute la chaleur dégagée et donc le taux absorbé sera plus faible que dans le cas d'une paroi isotherme. Le modèle montre aussi que lorsque la température d'entrée est faible, le taux d'absorption à l'entrée est plus élevé.

Andberg & Vliet (1983a) développe une extension du modèle de Andberg & Vliet (1983b) reliant la longueur de l'absorbeur (permettant d'avoir le développement complet de la couche limite) à la concentration désirée et aux paramètres initiaux (température d'entrée de la solution, débit, température de la paroi). Considérant une longueur infinie dans le sens de l'écoulement, et en comparant la concentration désirée et la concentration calculée, il montre que le paramètre qui a une grande influence sur la longueur de l'absorbeur pour atteindre la concentration souhaitée est le débit de solution. Ceci montre l'importance du débit vis-à-vis

du phénomène d'absorption.

La prise en compte de la variation des propriétés thermophysiques, jusque là négligées, a été faite par Kawae *et al.* (1989). Leur modèle est semblable à celui de Andberg & Vliet (1983b) dans lequel les propriétés thermophysiques sont constantes. Celles-ci sont évaluées de façon itérative afin d'accélérer la convergence. Le film liquide est considéré variable avec le taux d'absorption. Ils montrent que, comparé au cas avec des propriétés constantes, la variation des propriétés thermophysiques a peu ou pas d'effet sur le taux d'absorption. Cela est étonnamment vrai à l'entrée où les gradients et les flux thermique et massique sont importants (Fig.2.7). Ce modèle montre également que les flux massique et thermique sont 5 % plus grand dans le cas où les propriétés sont constantes. Shoushi *et al.* (2010) confirment ce résultat avec une dépréciation de 6,5 % des taux de transfert dans le cas où les propriétés thermophysiques sont considérées variables. Ces résultats montrent toutefois que l'hypothèse de garder constantes les propriétés thermophysiques est parfaitement acceptable.

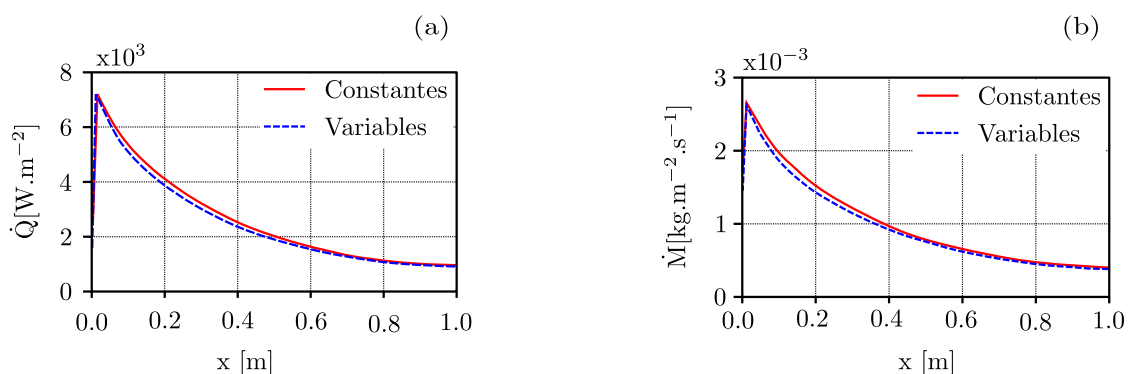


Figure 2.7: Influence de la variation des propriétés thermophysiques : (a) Évolution du flux thermique; (b) Évolution du flux massique (Shoushi *et al.*, 2010).

LeGoff *et al.* (1985) ont effectué un travail intéressant sur l'étude de l'absorption de la vapeur d'eau, toujours avec le *LiBr*. Pour cette étude, trois méthodes de résolution numérique ont été comparées :

- La méthode de Transformées de Fourier Rapide (*TFR*) ;
- La méthode des différences finies en considérant un profil de vitesse uniforme ;
- La méthode des différences finies avec un profil parabolique.

Pour les deux dernières méthodes, la solution est donnée sous la forme de fonctions adimensionnelles. Ils considèrent l'ensemble des hypothèses utilisées par Grossman (1983), dont une dilution infinie de la vapeur d'eau dans la solution de *LiBr*. Les différents modèles ont été utilisés pour une gamme de concentration allant de 55 à 60 % en *LiBr*, et une gamme de température variant de 25 à 65 °C. Seul le cas d'une paroi adiabatique est considéré. Les résultats de l'efficacité thermique issus de la simulation des différents modèles ont montré que la méthode des différences finies avec un profil de vitesse uniforme et la méthode de Fourier

sous estimaient les résultats respectivement d'environ 30 et 20 % par rapport à la méthode des différences finies avec une vitesse parabolique dépendante du film. Ceci rejoint les résultats de Grossman (1983). De plus ils montrent que les deux méthodes, différence finie avec profil uniforme de vitesse et *TFR* donnent à peu près les mêmes résultats et que la *TFR* permet de voir la discontinuité rencontrée à l'entrée de la solution dans l'absorbeur où il y a un saut de température qui se traduit par une instabilité (un pic) au niveau de la simulation.

Aussi, LeGoff *et al.* (1985) ont donné des expressions permettant l'estimation de l'efficacité thermique, de l'efficacité massique et du nombre de Nusselt moyen pour différents intervalles de la longueur adimensionnelle x^* . Les expressions sont les suivantes :

Efficacité thermique

Pour $1 < x^* < 100$

$$\frac{\bar{\theta}}{\theta_{\infty}} = 1 - 0,867 \exp\left(-0,0169 x^* + 6,2 \times 10^{-5} x^{*2}\right) \quad (2.60)$$

Pour $110 < x^* < \infty$

$$\frac{\bar{\theta}}{\theta_{\infty}} = 1 - 0,445 \exp(-0,0038 x^*) \quad (2.61)$$

Efficacité massique

Pour $1 < x^* < 150$

$$\frac{\bar{\gamma}}{\gamma_{\infty}} = 1 - 0,509 \exp(-7,08 \times 10^{-3} x^*) \quad (2.62)$$

Pour $150 < x^* < \infty$

$$\frac{\bar{\gamma}}{\gamma_{\infty}} = 1 - 0,334 \exp(-3,47 \times 10^{-3} x^*) \quad (2.63)$$

Calcul du nombre de Nusselt moyen

Pour $1 < x^* < 150$

$$\frac{1}{\overline{Nu}} = 125 - 122,3 \exp(-9,23 \times 10^{-4} x^*) \quad (2.64)$$

Pour $150 < x^* < \infty$

$$\frac{1}{\overline{Nu}} = 125 - 124,3 \exp(-0,001 x^*) \quad (2.65)$$

Avec $\bar{\theta}$, $\bar{\gamma}$ et \overline{Nu} l'efficacité thermique moyenne, l'efficacité massique moyenne et le nombre de Nusselt moyen respectivement. γ_{∞} et θ_{∞} , représentent respectivement les efficacités thermique et massique à la sortie de l'absorbeur.

Il faut tout de même remarquer qu'aucune validation expérimentale de ces corrélations n'a été réalisée. Néanmoins les résultats des différentes méthodes développées corrént bien avec les autres modèles discutés précédemment.

Yang & Wood (1992) ont développé un modèle numérique simplifié rendant compte des transferts couplés de masse et de chaleur pour pallier aux modèles complexes développés par

Grigor'eva & Nakoryakov (1977) et Grossman (1983). Les systèmes utilisant les couples $LiBr$ et $LiCl$ ont été étudiés. Le modèle est corrélé avec celui de Andberg & Vliet (1983b) mais avec une formulation plus simplifiée considérant l'ensemble des hypothèses émises par Grossman (1983). Le couple $LiBr/H_2O$ a été validé avec une solution de $LiBr$ à 60 %, une température d'entrée de 44 °C, un débit de 0,01 kg.s⁻¹, une pression de 7,02 mmHg avec une paroi isotherme maintenue à 35 °C. L'expérience a été faite en présence de 5 % d'incondensable (de l'air non absorbé) et avec une interface non ondulée du fait de l'absorption. Les simulations montrent un bon accord avec l'expérience. On note quand même une divergence prononcée pour de faible nombre de Reynolds $Re < 70$.

Il apparaît aussi que la présence de gaz non absorbable a un effet négatif sur les performances d'absorption.

La plupart des modèles mentionnés ci-dessus considèrent une dilution infinie de la vapeur dans le bromure de lithium. C'est-à-dire que le flux de vapeur absorbé n'affecte pas ou peu l'épaisseur de film liquide et aussi le profil de vitesse. Brauner *et al.* (1989) en reprenant la même formulation que Grigor'eva & Nakoryakov (1977) considère le cas d'une dilution finie.

La formulation d'une dilution finie permet de comparer la concentration du bromure de lithium à celle de la vapeur d'eau absorbée. Cette différence est fonction de la force motrice à l'entrée ($Y_{int} - Y_0$). Ici Y représente non pas la fraction massique mais la fraction molaire. Le passage entre X et Y est donnée par l'équation 2.66 :

$$Y = \frac{X \frac{M_{H_2O}}{M_{LiBr}}}{1 + X \left(\frac{M_{H_2O}}{M_{LiBr}} - 1 \right)} \quad (2.66)$$

Avec M_{H_2O} et M_{LiBr} respectivement la masse molaire de l'eau et celle du bromure de lithium.

La figure 2.8 montre l'évolution de la fraction massique en fonction de la fraction molaire. Il en ressort une évolution logarithmique qui peut être traduite par l'équation 2.67 où la fraction massique est donnée avec une erreur absolue de $+/- 0.01$ dans l'intervalle $0.1 < Y < 1$.

$$X = 0.2869 \ln Y + 1.016 \quad (2.67)$$

Les phénomènes pris en compte par Brauner *et al.* (1989) impliquent que l'épaisseur du film liquide ne soit pas constante et que la densité de la solution varie. La température et la concentration dans le film liquide sont calculées de façon itérative. Les équations permettant d'estimer les taux de transfert de masse et de chaleur sont décrites. La différence avec le modèle de Grigor'eva & Nakoryakov (1977) vient de la prise en compte du coefficient de transfert de masse car les coefficients de transfert de chaleur dans les deux cas sont identiques. Le modèle est valable à l'entrée de l'absorbeur et pour de faibles temps de contact.

La comparaison des modèles de Brauner *et al.* (1989) et de Grigor'eva & Nakoryakov (1977) pour de faibles valeurs de Y ($Y \leq 0,3$ soit une concentration massique X inférieure ou égale à approximativement 0,58), montre que la différence entre les profils de température et de concentration des deux modèles est faible quel que soit le rapport Λ/\sqrt{Le} . Lorsque Y_{int} augmente (typiquement pour $Y_{int} = 0,8$), le taux d'absorption augmente, affectant ainsi

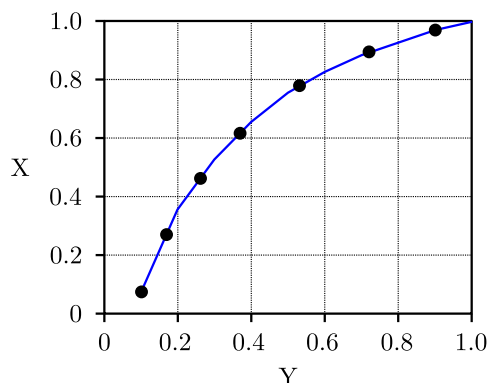


Figure 2.8: Évolution de la fraction massique en fonction de la fraction molaire. Les points représentent les données, le trait plein la corrélation

la température à l'interface du fait de la chaleur d'absorption. Dans ce cas, le modèle de Grigor'eva & Nakoryakov (1977) sous estime largement la concentration et la température surtout pour des rapports faibles de $\Lambda/\sqrt{Le} < 5$ où le transfert de masse affecte les profils de concentration et de température. De plus la longueur de pénétration du profil de concentration augmente. Ces observations montrent que le modèle de Grigor'eva & Nakoryakov (1977) basé sur la théorie de pénétration de Higbie sous estime les résultats et n'est pas adapté lorsqu'on considère une dilution finie. Ce résultat pose la question de la prise en compte d'une dilution infinie lorsque la concentration en Bromure de lithium est ≥ 55 % en masse.

Brauner (1991) a développé une extension de son modèle (Brauner *et al.*, 1989) toujours valable dans la région d'entrée de l'absorbeur aussi bien pour une paroi adiabatique que pour une paroi isotherme. Dans ce modèle, il considère un profil de vitesse parabolique (Grossman, 1986), toujours une dilution finie de la vapeur d'eau dans la solution de bromure de lithium et une épaisseur de film liquide qui varie avec le taux d'absorption. La composante transverse v (Eq.2.17) de l'écoulement est négligée dans l'équation de conservation de l'énergie et pas dans l'équation de conservation de la masse. Le problème est résolu en considérant trois zones suivant la direction de l'écoulement :

1. La zone où il y a développement simultané de la couche limite de température et la couche limite de concentration ;
2. La zone où la couche limite de température ne se développe plus, alors que celle de concentration continue à se développer ;
3. Enfin la troisième zone où les deux couches limites sont totalement développées.

Ce modèle montre de manière générale que les profils de concentration et de température ainsi que les flux massique et thermique sont profondément modifiés lorsqu'on prend en compte la concentration du solvant dans le film. Aussi, contrairement au coefficient adimensionnel de transfert de masse, le coefficient additionnel de transfert de chaleur n'est pas affecté par le profil de concentration. C'est-à-dire que la prise en compte ou non d'une dilution finie n'influence pas

le coefficient adimensionnel de transfert de chaleur. Celui-ci n'est influencé que par la chaleur d'absorption (Brauner *et al.*, 1989). C'est donc un modèle qui permet de mieux prendre en compte le transfert de masse et surtout d'être plus précis lors des calculs de dimensionnement des installations.

Le modèle le plus abouti en terme de prise en compte des phénomènes qui surviennent durant le procédé d'absorption est certainement celui de Jernqvist & Kockum (1996). En effet les différentes hypothèses prises en compte précédemment de manière séparée se retrouvent prises en compte simultanément dans ce modèle qui prend en compte les phénomènes suivants :

1. Un profil de vitesse parabolique ;
2. La variation des propriétés thermophysiques ;
3. La variation de l'épaisseur de film liquide avec le taux d'absorption suivant la direction de l'écoulement ;
4. Un équilibre non linéaire à l'interface liquide/vapeur ;
5. La prise en compte du phénomène d'interdiffusion ;
6. La dilution finie de la vapeur dans la solution de bromure de lithium.

Cependant certaines hypothèses sont émises, telles que l'existence d'un film laminaire lisse, l'absence de contrainte de cisaillement à l'interface due à la présence de vapeur comme d'une composante de vitesse transversale v et de transferts de chaleur dans la phase vapeur.

Cette étude révèle qu'il y a variation de la vitesse interfaciale le long de la direction de l'écoulement. Cette variation de la vitesse interfaciale est un effet combiné du développement de l'hydrodynamique du film, de l'augmentation de flux massique dû à l'absorption, et du changement des profils de température et de concentration dans le film qui influencent considérablement la densité et la viscosité.

De plus la comparaison avec les données expérimentales montrent que l'hypothèse d'un régime laminaire n'est pas réaliste. En effet le modèle montre que lorsque la vitesse augmente dans le film, le flux absorbé diminue alors qu'au niveau des résultats expérimentaux celui-ci augmente. Jernqvist & Kockum (1996) attribut cet effet à la formation d'ondes au niveau de l'interface créant des couches de mélange qui augmentent le flux massique. Néanmoins la question de la diminution du taux d'absorption avec le débit dans son modèle ne fait pas l'objet d'une explication. En effet le débit favorise l'augmentation du coefficient d'échange massique et par conséquent l'augmentation du flux massique à travers l'interface.

2.6.2 Études expérimentales

De nombreuses expérimentations ont été réalisées dans le but d'augmenter les coefficients de transfert de chaleur et surtout de masse pour intensifier l'absorption de la vapeur d'eau par le bromure de lithium (Chengming *et al.*, 2010; Deng & Ma, 1999; Arzoz *et al.*, 2005; Kim *et al.*, 1995).

La plupart des travaux révèlent que des additifs augmentent les coefficients de transfert de chaleur et de masse par un effet combiné de réduction de la tension de surface ainsi que

d'augmentation de l'effet Marangoni qui induit des courants de convection (turbulence au niveau de l'interface) favorisant l'absorption.

L'amélioration des transferts vient de la forme de l'interface générée par ces gradients de tension de surface. En effet l'interface n'est plus un film lisse mais un film ondulé. Dans la plupart des modèles (Nakaryakov *et al.*, 1980; Kholpanov, 1990), les auteurs la décrivent comme une onde périodique ayant une période et une longueur d'onde bien définies.

Deux types de film ont été distingués par Patnaik & Perez-Blanco (1996) et repris par Killion & Garimella (2001) dépendant du régime d'écoulement (régime intermédiaire ou turbulent) comme le montre la figure 2.9.

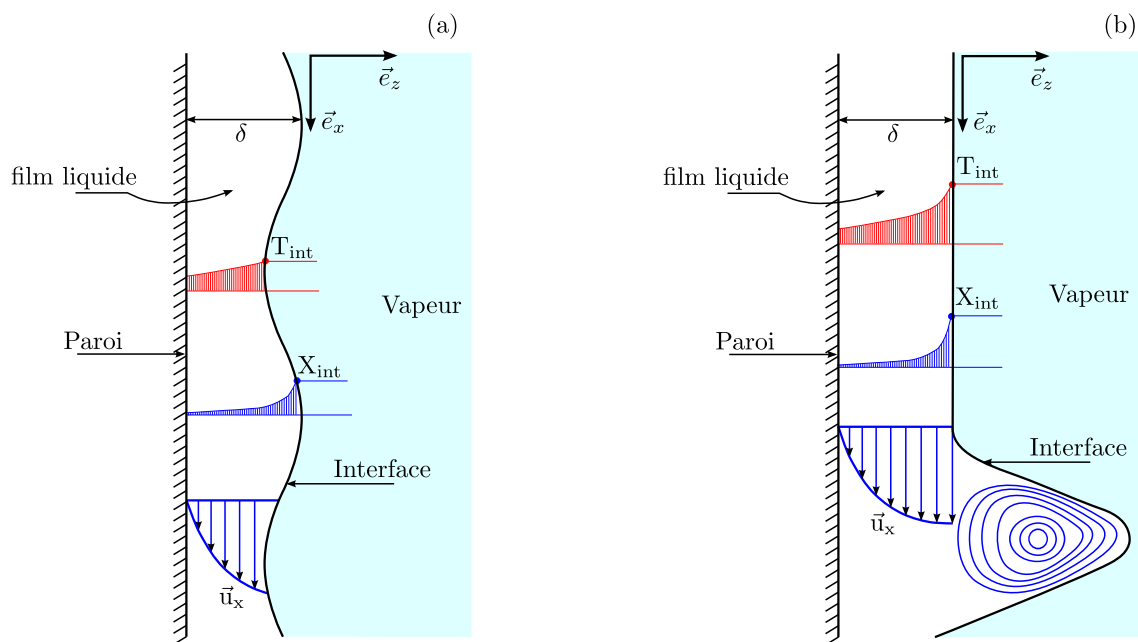


Figure 2.9: Typologie d'interface liquide/vapeur : (a)- Interface à onde capillaire, (b)- interface à onde à rouleau (Patnaik & Perez-Blanco, 1996).

- Le cas d'une interface à onde capillaire qui apparaît dans le régime intermédiaire c'est-à-dire pour $20 < Re < 200$ (Fig.2.9(a)). Dans ce cas, les ondes ont une faible amplitude mais une fréquence plus importante. C'est le cas le plus rencontré dans la littérature. Ceci pose le problème de la prise en compte d'une interface lisse dans la plupart des modèles d'absorption où Re est dans la plupart des cas supérieur à 20.
- Le cas d'une interface ayant la forme d'une onde à rouleau (Fig.2.9(b)). Dans ce cas, l'amplitude des ondes est plus grande mais avec une fréquence plus faible. De plus la formation de ces ondes induit des mouvements de convection qui intensifie les transferts. Ce type d'interface se forme en régime turbulent c'est-à-dire pour $200 < Re < 4000$.

Dans certaines configurations d'absorbeur où la turbulence est déjà présente (cas de

l'écoulement autour de barres horizontales), le coefficient de transfert de masse (Nombre de Sherwood) peut être doublé lors de l'ajout d'additifs.

Les expériences permettent également de mettre en évidence l'influence de la présence de gaz non absorbable. Ainsi Kim *et al.* (1995) et Yang & Wood (1993) montrent que la présence de gaz non absorbable réduit les performances d'absorption. En présence de 10 % de gaz non absorbable à l'interface Kim *et al.* (1995) montrent que le taux de transfert de masse est réduit de moitié par rapport au cas où il n'y a pas de gaz non absorbable.

Enfin, les expérimentations confirment ce que montre la plupart des modèles numériques en ce qui concerne la réduction des coefficients de transfert de masse et de chaleur avec la longueur de l'absorbeur et que l'absorption est plus importante dans le cas d'une paroi isotherme (solution refroidie) que dans le cas d'une paroi adiabatique.

Le travail le plus intéressant et qui est le plus proche de celui envisagé est celui réalisé par Kim & Ferreira (2008). En effet, ils comparent l'absorption du bromure de lithium dans le cas d'une configuration où la solution s'écoule autour de barres horizontales ou entre deux grilles tissées aussi bien pour une paroi adiabatique que pour une paroi isotherme avec et sans ajout d'additifs (Fig.2.10). Il apparaît que pour une paroi adiabatique, le coefficient de transfert de masse est meilleur pour une grille tissée par rapport aux barres lorsqu'il n'y a pas d'additifs. En effet dans ce cas, le tissage de la grille favorise le mouillage et donc l'augmentation de la surface d'échange. L'expérience montre que dans tous les autres cas, adiabatique avec additifs, isotherme avec et sans additifs, le coefficient de transfert de masse est meilleur pour une configuration avec les barres. Ceci s'explique par le fait que l'ajout d'additifs ne modifie pas ou peu le mouillage pour une configuration avec les grilles. De plus les forces capillaires, importantes, empêchent d'avoir des gradients de tension de surface et donc de l'effet Marangoni qui est présent au niveau des barres lors de l'ajout des additifs et qui permet d'améliorer les transferts de chaleur et de masse dans cette configuration. Enfin il faut remarquer que dans les deux configurations, barre et grille tissée les coefficients de transfert de masse et de chaleur sont plus importants pour une paroi isotherme. Cela confirme bien que même dans le cas d'une grille tissée, il est important de réaliser un refroidissement de la solution saline.

2.7 Synthèse de l'étude bibliographique

L'absorption est un procédé faisant apparaître différents phénomènes complexes. L'hydrodynamique de l'écoulement montre que les transferts aussi bien de chaleur que de masse sont unidirectionnels c'est-à-dire de la phase vapeur vers la phase liquide avec une distinction de trois régimes d'écoulement : laminaire, capillaire et turbulent en fonction du nombre de Reynolds.

L'effet Marangoni qui est dû à une différence de tension de surface et souvent cité dans la littérature, permet d'améliorer les transferts en créant de la turbulence à l'interface. Cet effet est d'autant plus important qu'il existe des gradients de tension de surface positif entre l'interface et le film et que le film liquide est mince (≤ 1 mm).

Quant à l'effet d'interdiffusion, il est moindre que celui de Marangoni, mais il est parfois pris en compte lors des simulations numériques dans l'équation de l'énergie sous la forme d'une source de chaleur.

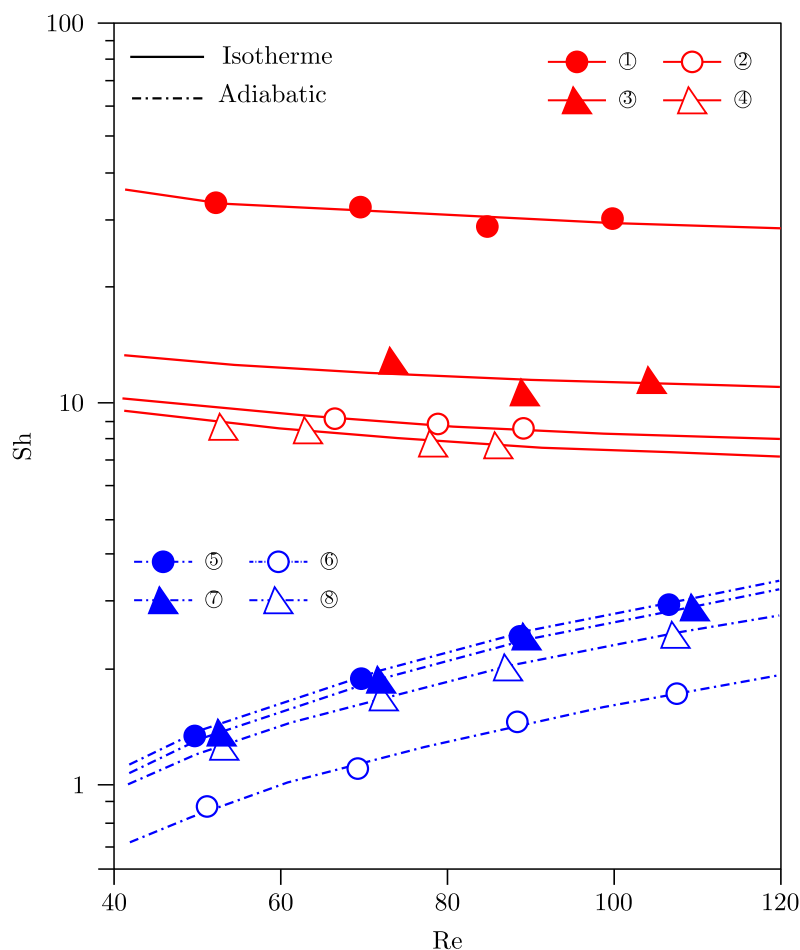


Figure 2.10: Influence des additifs sur le coefficient de transfert de masse : ① - ⑤ - barre avec additif, ② - ⑥ - barre sans additif, ③ - ⑦ - grille avec additif, ④ - ⑧ - grille sans additif (Kim & Ferreira, 2008).

L'étude des modèles numériques et des solutions analytiques montrent que plusieurs hypothèses sont nécessaires pour simplifier les modèles tant les phénomènes sont nombreux et ne peuvent être pris en compte simultanément. Dans la plupart des cas, les modèles prennent en compte un couplage entre les transferts de masse et de chaleur et considèrent un équilibre thermodynamique à l'interface avec une relation linéaire entre la concentration et la température le long de l'isobare relatif aux conditions d'entrée (X_0, T_0). Les équations sont exprimées de façon adimensionnelle afin de faciliter leur manipulation et leur programmation. L'ensemble des simulations numériques montre que deux nombres adimensionnels gouvernent les performances d'un absorbeur, dans la mesure où ils sont intrinsèquement liés au couplage entre les transferts de masse et de chaleur et aux diffusivités massique et thermique. Il s'agit de la chaleur d'absorption Λ et du nombre de Lewis Le .

De plus, il apparaît clairement que l'absorption à paroi isotherme est meilleure que celle à paroi adiabatique en terme de transfert de masse. L'absorption est un phénomène instantané

avec un flux absorbé important à l'entrée qui décroît rapidement avec la longueur de l'absorbeur du fait de l'exothermicité du procédé qui augmente la température de la solution d'autant plus que la paroi est adiabatique lui faisant perdre son pouvoir absorbant. L'hypothèse d'un profil de vitesse uniforme dans le film sous estime les flux massique et thermique par rapport à un profil de vitesse parabolique. La variation de l'épaisseur de film ainsi que celle des propriétés thermophysiques n'ont pratiquement pas d'influence sur le flux de masse absorbée à travers l'interface. Le fait de considérer une dilution finie augmente le coefficient de transfert de masse par rapport au cas d'une dilution infinie.

Enfin les investigations expérimentales, le plus souvent par ajout d'additifs (n-octanol et 2-ethyl-hexanol), montrent que ceux-ci favorisent l'effet Marangoni qui a tendance à apporter de la turbulence à l'interface et à améliorer les transferts de masse. Ces études permettent également de montrer que l'absorption dans une configuration où le fluide s'écoule autour de barres horizontales est meilleur que l'absorption où le fluide s'écoulent entre deux grilles tissées excepté dans le cas d'une absorption à paroi adiabatique et sans ajout d'additifs. C'est cette dernière configuration qui nous intéresse et qui fait l'objet de cette étude.

Étude expérimentale de visualisation des ménisques

Sommaire

3.1	Introduction	39
3.2	Banc d'essais de visualisation des ménisques	39
3.2.1	Description du banc d'essais	39
3.2.2	Description de la grille	42
3.3	Méthodologie de visualisation des ménisques	43
3.3.1	Introduction	43
3.3.2	Principe de fonctionnement de la microscopie confocale	44
3.3.3	Limite de la microscopie confocale	46
3.4	Étude préliminaire avec la grille <i>PET</i>	46
3.4.1	Conditions expérimentales	46
3.4.2	Description qualitative de la forme des ménisques	48
3.4.3	Influence de la vitesse d'écoulement sur le profil du ménisque	50
3.4.4	Gain de surface	53
3.4.5	Déformation de la grille	55
3.4.6	Influence de la température	57
3.5	Conclusion	62

3.1 Introduction

Dans ce chapitre, il est question de décrire le dispositif expérimental permettant la visualisation des ménisques qui se forment le long d'un écoulement confiné par une grille tissée. Les ménisques sont observés et caractérisés par la technique de la microscopie confocale, largement utilisée pour décrire des surfaces ou des interfaces avec une grande précision. Le chapitre aborde les résultats issus de cette visualisation montrant l'évolution de la forme des ménisques en fonction de différents paramètres ainsi que l'interaction fluide/structure le long du canal d'écoulement.

3.2 Banc d'essais de visualisation des ménisques

3.2.1 Description du banc d'essais

Le banc d'essais que nous décrivons ici est un cas simple permettant de visualiser et de décrire les ménisques qui se forment le long de la grille par confinement du fluide circulant dans un canal d'écoulement. Un autre objectif de ce moyen d'essais est de valider le modèle « volume of fluid », de reconstruction de l'interface liquide/vapeur, en se servant des résultats issus de cette visualisation.

Les figures 3.1(a) et (b) présentent les différentes parties de ce banc d'essais. Cette configuration a été choisie afin de respecter des contraintes d'encombrement vis-à-vis du microscope confocale. En effet, ce dernier en l'état actuel n'est pas capable de faire des visualisations si la grille est placée en position verticale, cas réel pour l'absorption.

Le banc d'essais est constitué d'un canal rectangulaire partiellement recouvert en amont par une plaque et une grille tissée. Le canal a une longueur L_c de 120 mm et une largeur l_c pouvant varier entre 1,2 mm et 30 mm, grâce au jeu des deux plaques mobiles. La hauteur h_c est fixée à 1 mm, égale à celle des deux plaques mobiles. La hauteur h_c de 1 mm a été choisie pour correspondre à la distance entre les deux grilles tissées des plaques montées sur le banc réel d'absorption. Celle-ci correspond à l'épaisseur de film liquide apparente δ_0 (Annexe B).

La plaque de fermeture placée juste à l'entrée du canal, fait 30 mm de long et 3 mm d'épaisseur. La longueur de cette plaque a été dimensionnée pour avoir un profil de vitesse parabolique établi avant l'entrée du liquide dans la partie contenant la grille. Ce dimensionnement a été effectué en s'appuyant sur la corrélation de Chen et al. (Eq.3.1) cité par Rios-Rojas (2005) et sur la corrélation de Altinkson et al. cité par Boujaddani (2010) (Eq.3.2) pour un écoulement entre deux plaques parallèles en régime laminaire.

$$\frac{L_h}{D_h} = 0,011Re_{D_h} + \frac{0,3125}{1 + 0,0175Re_{D_h}} \quad (3.1)$$

$$\frac{L_h}{D_h} = 0,011Re_{D_h} + 0,3125 \quad (3.2)$$

Dans les deux relations précédentes, L_h , D_h et Re_{D_h} représentent respectivement la longueur d'établissement, le diamètre hydraulique et le nombre de Reynolds fonction du diamètre hydraulique.

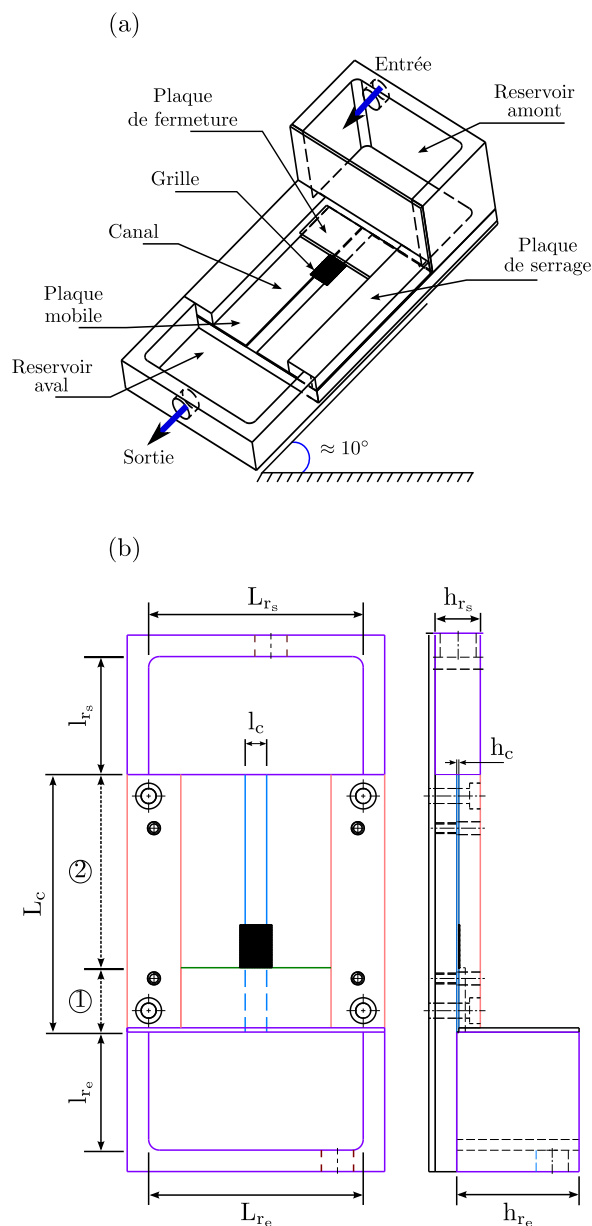


Figure 3.1: Schéma du banc d'essais : (a) vue en perspective, (b) vues en plan ; ① - plaque de fermeture, ② - partie contenant la grille.

L'estimation de la longueur d'établissement du profil parabolique L_h a été faite pour un canal fermé de 10 mm de large, 1 mm de hauteur et pour des vitesses minimale et maximale à l'entrée respectivement de $0,1 \text{ m.s}^{-1}$ et $0,3 \text{ m.s}^{-1}$, vitesse correspondant à un débit maximale de 250 L.h^{-1} par plaque sur le banc réel d'absorption. Le fluide en écoulement dans le canal est de l'eau à 25°C avec une densité de 1000 kg.m^{-3} et une viscosité de $0,001 \text{ Pa.s}$. Dans cette configuration, $L_{h_{min}} \approx 4 \text{ mm}$ et $L_{h_{max}} \approx 11 \text{ mm}$. La longueur de la plaque de fermeture

a été arrondie à 30 mm pour des raisons d'encombrement de la tête du microscope lors de la réalisation des mesures. En effet, la tête du microscope a un diamètre d'environ 30 mm. Le choix d'une plaque de longueur 30 mm permettra de faire des mesures à la sortie de la plaque sans risque d'endommager le réservoir amont et de causer des fuites de liquide dangereuses pour l'électronique du microscope.

La grille placée juste après la plaque de fermeture couvre la totalité de la largeur du canal. Elle peut avoir différentes longueurs, allant jusqu'à 90 mm, suivant les besoins de la manipulation.

Le canal est alimenté en fluide par un réservoir placé en amont (Fig.3.2). La hauteur du réservoir doit être supérieure à l'ensemble des pertes de charge du canal estimées par la relation de Darcy-Weisbach (Eq.3.3) en considérant le cas d'un écoulement fermé bien que la grille ait un pourcentage d'ouverture.

$$\Delta H = \frac{\xi u_0^2 L_c}{2gD_h} \quad (3.3)$$

Avec ΔH les pertes de charge, ξ le coefficient de pertes de charge qui, en régime laminaire vaut $\xi = \frac{64}{ReD_h}$, u_0 la vitesse d'écoulement à l'entrée du canal, L_c la longueur du canal d'écoulement et ρ la masse volumique de l'eau.

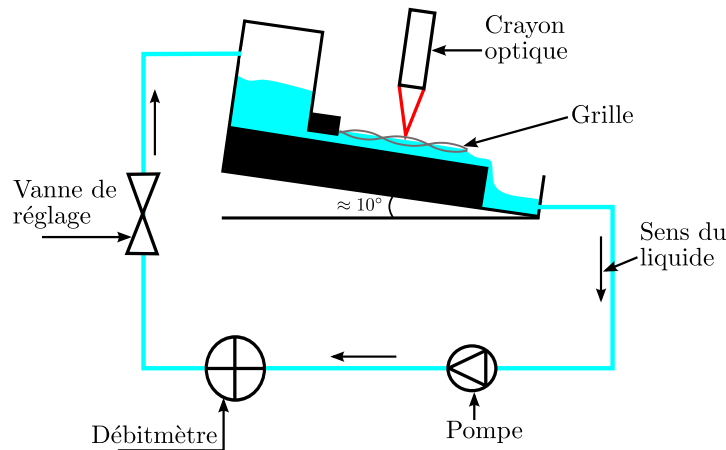


Figure 3.2: Schéma synoptique de la boucle de circulation du fluide.

Les pertes de charge dans les conditions précédentes sont approximativement de 6 mm. Pour des raisons de sécurité et au cas où des tests avec une vitesse plus grande seraient envisagés (canal moins large (plaques mobiles), et/ou fluide plus visqueux (*LiBr* par exemple)), le réservoir amont a été surdimensionné pour supporter des pertes de charge 5 fois plus grandes. Dans ces conditions, le réservoir amont a une longueur L_{Re} de 100 mm, une largeur l_{Re} de 55 mm et une hauteur h_{Re} de 57 mm, soit un volume total d'environ 314 cm³.

Le liquide en sortie du canal est récupéré dans un réservoir placé en aval. Celui-ci a une longueur L_{Rs} de 100 mm, une largeur l_{Rs} de 55 mm et une hauteur h_{Rs} de 21 mm. Il retourne dans le réservoir amont au moyen d'une pompe centrifuge (Fig.3.2). Le débit de

liquide circulant dans le système est mesuré grâce à un débitmètre électromagnétique, de la marque KHRONE modèle IFC090, avec une précision de 1 %¹ de la valeur mesurée. Une vanne de réglage placée avant l'entrée du liquide dans le réservoir amont permet de contrôler et de fixer le débit désiré. Deux plaques de serrage servent dans un premier temps à fixer les deux plaques mobiles et dans un second temps à fixer l'ensemble du moyen d'essais sur la table motorisée du microscope.

3.2.2 Description de la grille

La géométrie utilisée est une grille tissée 3D comme le montre la figure 3.3. Cette géométrie a été choisie principalement parce qu'elle permet le confinement du fluide grâce aux forces capillaires. Ainsi le mélange des deux fluides dans les conditions sévères rencontrées dans l'application automobile est évité et le caractère absorbant de la solution saline conservé (Boudard & Bruzzo, 2004, 2010; Goulet, 2011). Un autre avantage de cette géométrie est qu'elle favorise à priori l'augmentation de la surface d'échange du fait des courbures des fils qui donnent des interfaces liquide/vapeur de formes particulières.

La grille est constituée d'une succession de mailles avec des fils en polyéthylène téréphtalate, matériau plastique, que nous appellerons par la suite *PET* (Fig.3.3(a)). C'est la grille de référence. Les résultats faisant référence aux travaux précédents (Goulet, 2011) ont été obtenus avec celle-ci. Cette grille est utilisée actuellement sur le banc d'absorption. Ce matériau (*PET*) est à priori hydrophobe au contact de l'eau ou du bromure de lithium. Cela rend la grille difficile à mouiller, surtout en position verticale où l'accélération du fluide, due aux forces d'inertie et de pesanteur provoque des chemins préférentiels par où s'écoule le fluide entre les deux grilles (Goulet, 2011). Le *PET* est un plastique qui peut se déformer sous l'action de la température ou des forces de pression, modifiant ainsi les conditions de mouillabilité et surtout la forme des ménisques et par conséquent influencer le taux d'absorption de la vapeur à travers l'interface. Néanmoins ce matériau a un coût raisonnable.

La grille *PET* utilisée a un diamètre de fil d_w de 103 μm et un espacement entre deux fils adjacents ou opposés L_w de 288 μm . La maille élémentaire, de forme carrée, a une longueur L_m égale à 388 μm et une porosité ou pourcentage de vide² ε (Eq.3.4) de 55 % (Fig.3.3(b)). La visualisation tridimensionnelle de quatre mailles (Fig.3.3(c)) montre que chaque maille est formé de deux paires de fils antagonistes ou opposées répartis suivant les deux directions \vec{e}_x et \vec{e}_y . Cette configuration est liée à la méthode de tissage utilisée lors de la fabrication de la grille et aura donc un impact direct sur la forme des ménisques.

$$\varepsilon = \left(\frac{L_w}{d_w + L_w} \right)^2 \quad (3.4)$$

Les ménisques formés à l'interface liquide/vapeur par le confinement du fluide s'écoulant sous la grille sont visualisés par la technique de la microscopie confocale.

¹Valeur donnée par la caractéristique du constructeur

²c'est le rapport entre la surface ouverte au fluide et la surface totale de la grille

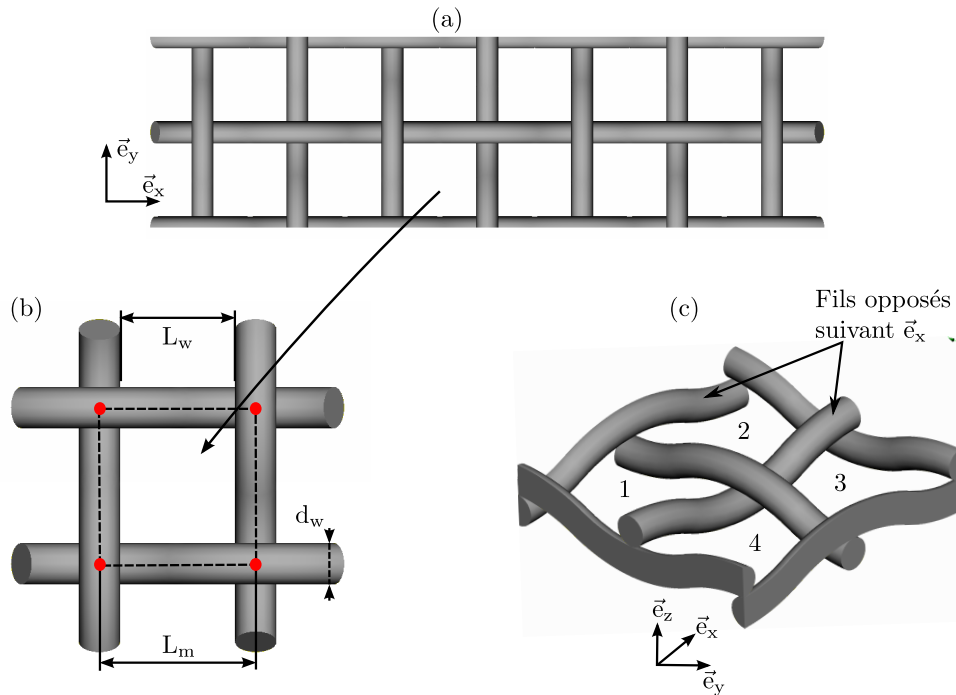


Figure 3.3: Représentation d'une grille d'absorption : (a) Vue schématique 2D de la grille; (b) Description d'une maille; (c) Visualisation 3D de quatre mailles.

3.3 Méthodologie de visualisation des ménisques

3.3.1 Introduction

La description et la mesure de l'épaisseur de films liquides minces est un enjeu important dans l'étude de l'ensemble des systèmes où ont lieu des écoulements diphasiques. En effet, la forme des interfaces ainsi que l'épaisseur de film liquide générée joue un rôle important vis-à-vis des performances aussi bien hydrodynamiques (section de passage, pertes de charge, etc...) que thermique (coefficients d'échange, résistances thermiques aux transferts thermiques, etc...).

Dans le cas présent, il s'agit de comprendre finement les phénomènes de transferts de chaleur et de masse intervenant au sein de la structure capillaire où la visualisation des ménisques complexes, la mesure de leurs rayons de courbure, de leurs surfaces et la détermination de la position de la ligne triple permettraient de caractériser l'interaction entre la structure capillaire et le fluide.

Plusieurs méthodes (gravimétriques, électriques et optiques) existent dans la littérature pour décrire les films minces : Jones-Jr & Delhaye (1976), Tibiriçá *et al.* (2010) qui complète la synthèse bibliographique de Jones et Delhaye, Hewitt & Whalley (1980) pour ne citer que ceux là. Parmi ces méthodes figure la microscopie confocale.

Décrite par Minsky (1961), la microscopie confocale peut être définie comme étant une technique d'imagerie optique permettant d'augmenter la résolution et le contraste des images grâce à sa configuration particulière. Elle permet de réaliser des images à très faibles profondeur de

champ et d'avoir une représentation en trois dimensions des surfaces observées grâce à de nombreux logiciels disponibles favorisant le post-traitement des résultats. Cette méthode utilisée depuis les années 80, surtout dans le domaine des matériaux notamment pour la description des micro-rugosités de surface, connaît ces dernières années un engouement particulier pour la description des films liquides minces. En effet, la méthode est non intrusive et présente une grande précision.

Plusieurs études, utilisant cette technique, ont été menées au Centre de Thermique de Lyon³ par Lefèvre *et al.* (2010), Rulhière (2006), Rulhière *et al.* (2010), Lips (2009) et Lips *et al.* (2010). Elles portent sur la caractérisation de l'épaisseur de films liquide ainsi que sur la forme des ménisques dans les structures capillaires de micro-caloducs en vue d'intensifier les transferts thermiques dans ces systèmes. D'autres études menées par Yeong *et al.* (2006), Zhou *et al.* (2009), Lele *et al.* (2005), montrent l'attrait de cette méthode optique pour la caractérisation des films minces tant en position horizontale, inclinée que verticale.

L'ensemble de ces études nous ont conforté dans le choix d'utiliser cette technique pour décrire avec précision la forme des ménisques générés par la géométrie complexe tridimensionnelle. La phase expérimentale concernant cette partie de la thèse est faite au *CETHIL*, laboratoire qui s'est spécialisé dans ce domaine.

3.3.2 Principe de fonctionnement de la microscopie confocale

Comme mentionné précédemment, la microscopie confocale permet de faire des mesures non intrusives de la forme de l'interface liquide/vapeur ce qui est un atout important dans la mesure où la précision des résultats est garantie.

Le principe de fonctionnement de ce microscope est basé sur le codage chromatique de l'espace de mesure. Une source lumineuse ponctuelle de lumière blanche traverse une lentille à aberration chromatique axiale contrôlée. L'image de la source ponctuelle blanche à travers cette lentille est un continuum de points monochromatiques répartis le long de l'axe optique définissant un espace de mesure (Fig.3.4). A chaque faisceau monochromatique correspond une longueur d'onde spécifique définissant une distance depuis la référence du système optique. Lorsqu'un faisceau lumineux, avec une longueur bien définie et focalisé en un point, intercepte l'interface dans l'espace de mesure (Fig.3.5), celui-ci est réfléchi. Une analyse spectrométrique permet la détection de la longueur d'onde correspondant au maximum d'intensité traduisant l'altitude du point mesuré. Ce principe de mesure non intrusif permet de mesurer avec une très grande précision le profil d'une surface.

Développé par la société *STIL SA*, le microscope utilisé est une station *MICROMESURE2* associée au contrôleur *CHR150*. Il est composé d'un crayon optique dans lequel est monté la lentille à aberration chromatique contrôlée. Ce crayon est fixé sur une table motorisée suivant la direction \vec{e}_z permettant de le positionner précisément verticalement. Le champ de mesure du crayon est de 350 μm . La distance de travail est de 12,5 mm. Le faisceau lumineux produit a un diamètre égale à 3 μm .

Lorsque cette étape est réalisée, le crayon optique reste fixe et une seconde table motorisée permet le déplacement de l'échantillon afin de mesurer le profil du ménisque suivant les directions longitudinale \vec{e}_x et transversale \vec{e}_y à l'écoulement. Ce principe de fonctionnement assure

³Laboratoire CETHIL de l'INSA de Lyon

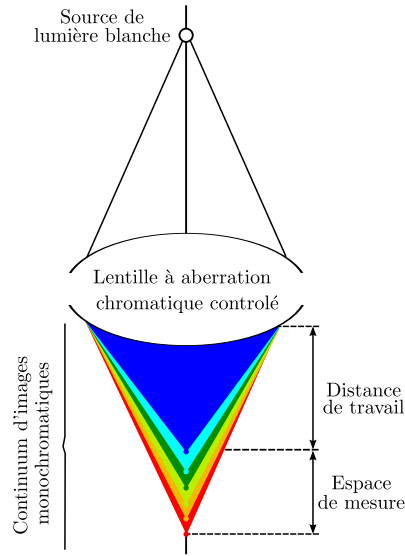


Figure 3.4: Codage chromatique : image de la source de lumière blanche.

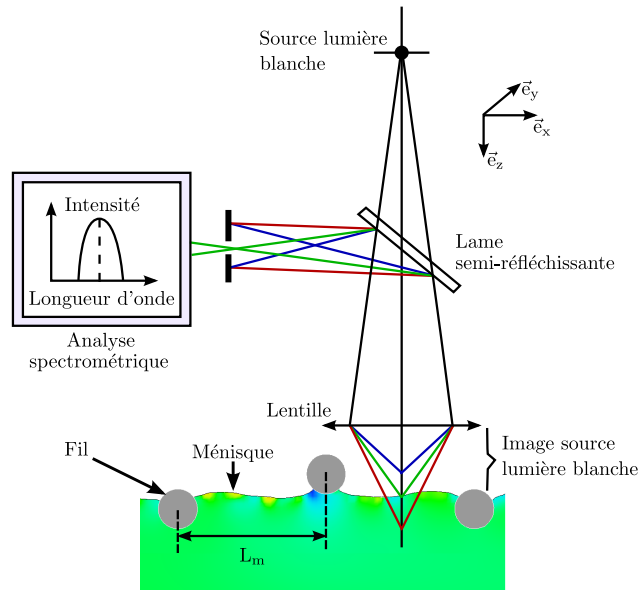


Figure 3.5: Principe du microscope confocal à champ étendu.

une précision de mesure inférieure au micromètre, précisément de 60 nm, selon l'axe \vec{e}_z qui est fixe et selon les axes \vec{e}_x et \vec{e}_y qui sont mobiles. Etant donné la non mobilité de l'axe \vec{e}_z , le moyen d'essais est monté et fixé sur la table motorisée du microscope. L'ensemble est incliné d'un angle d'environ 10° par rapport à l'horizontale comme le montre la figure 3.6, ceci pour avoir un bon écoulement du fluide sous la grille en bénéficiant de l'effet moteur de la gravité.

3.3.3 Limite de la microscopie confocale

La limite de la microscopie confocale dans le cas considéré ici vient de l'angle spéculaire de réflexion qui est de $27,4^\circ$. En effet, lorsque le faisceau incident intercepte une surface spéculaire avec un angle supérieure à $27,4^\circ$, celui-ci est réfléchi en dehors du système de mesure, ce qui rend la visualisation impossible. Cela arrive lorsque la rugosité de la surface est supérieure à la longueur d'onde. Dans notre cas, il s'agit d'une courbure importante du ménisque notamment proche des fils. Ce phénomène, dans certains cas, empêche la mesure de l'interface liquide/vapeur à la jonction du ménisque et de la structure capillaire, et donc la connaissance de l'angle de contact capillaire. Seule la partie du ménisque située au centre de la maille peut être visualisée. Il est à noter que le choix du pas et de l'option d'acquisition sont des paramètres importants pour avoir une bonne description de l'interface visualisée. Le logiciel *SurfaceMap*, développé par *STIL SA*, permet le pilotage de la station et l'acquisition des mesures.

3.4 Étude préliminaire avec la grille *PET*

Étant donné que le *PET* est le matériau de la grille utilisée sur le banc réel, il était indispensable de comprendre le comportement de celle-ci avec un écoulement de liquide. Des tests préliminaires ont été réalisés avec comme solution de l'eau afin de voir la forme des ménisques (interface liquide/vapeur) en fonction de la vitesse d'écoulement et de la longueur de la grille ainsi que la surface d'échange associée.

3.4.1 Conditions expérimentales

Contrairement à la configuration réelle de l'évaporateur/absorbeur⁴, les essais sont réalisés non pas en atmosphère saturée avec présence de vapeur d'eau, mais à l'air à pression atmosphérique. De plus, les tests ont été effectués dans la configuration évoquée précédemment où le moyen d'essais est fixé sur la table de translation du microscope et l'ensemble incliné d'un angle d'environ 10° par rapport à l'horizontale. La longueur de la grille est fixée à 70 mm, ce qui correspond à la moitié de la hauteur des grilles installées sur le banc d'absorption. La figure 3.6 montre la description du banc d'essais.

- ① : Bain thermostaté,
- ② : Débitmètre,
- ③ : Entrée liquide,
- ④ : Sortie liquide,
- ⑤ : Canal d'écoulement,
- ⑥ : Table motorisée du microscope,
- ⑦ : Crayon optique,
- ⑧ : Fibre optique,
- ⑨ : Inclinaison par rapport à l'horizontale $\varphi \approx 10^\circ$.

L'acquisition a été effectuée avec un pas de mesure dans les directions longitudinale \vec{e}_x et transversale \vec{e}_y respectivement de $15\ \mu\text{m}$ et $5\ \mu\text{m}$. La fréquence de balayage est fixée

⁴L'absorbeur fonctionne en atmosphère saturée avec une grille placée en position verticale.

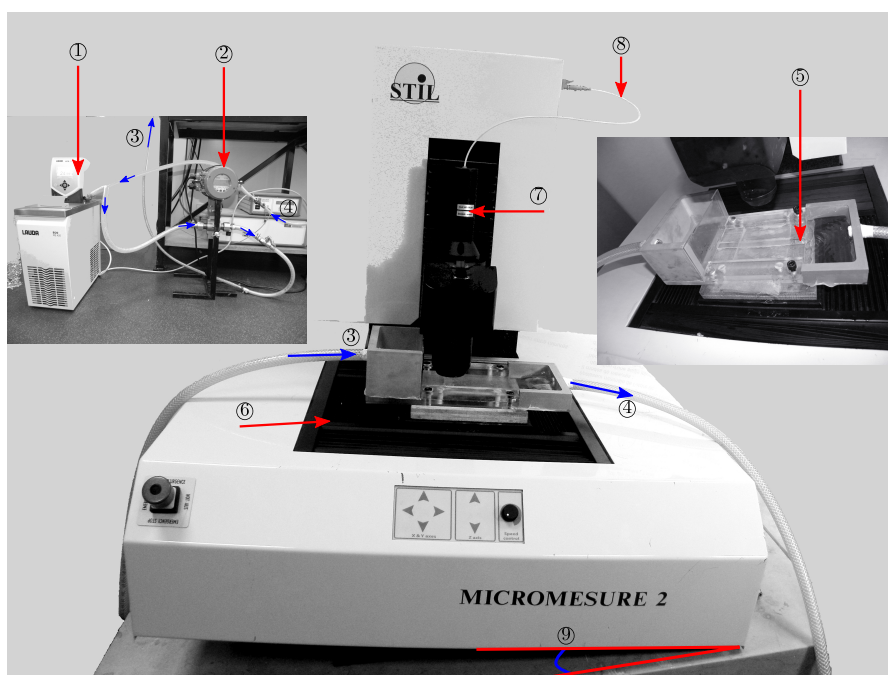


Figure 3.6: Banc d'essais de visualisation des ménisques.

entre 30 Hz et 100 Hz, selon le cas. Ces fréquences de balayage ont été choisies grâce à des tests préliminaires montrant la précision des résultats en fonction de la fréquence de balayage. La vitesse du liquide varie de $0,12 \text{ m.s}^{-1}$ à $0,3 \text{ m.s}^{-1}$ correspondant à des nombres de Reynolds variant entre 232 et 505. Les acquisitions ont été faites au centre du canal suivant \vec{e}_y ($y/l_c \approx 0,5$) et en trois positions suivant \vec{e}_x en régime permanent⁵. La figure 3.7 résume les différents points de prise de mesure. L'eau a été utilisée comme solution du fait des difficultés à travailler avec le *LiBr* et aussi pour des besoins de sécurité du microscope en cas de fuite. Les propriétés de l'eau à 20 °C sont résumés dans le tableau 3.1.

Table 3.1: Paramètres de l'eau à 20 °C

Paramètres	H ₂ O	Unités
ρ	1000	kg.m ⁻³
μ	0,001	Pa.s
σ	0,072	mN.m ⁻¹

⁵ Les mesures sont faites 30 min après le début de l'expérience correspondant à environ 10 fois le temps de séjour d'une particule, où on considère que l'écoulement est stable et ne perturbe plus le ménisque.

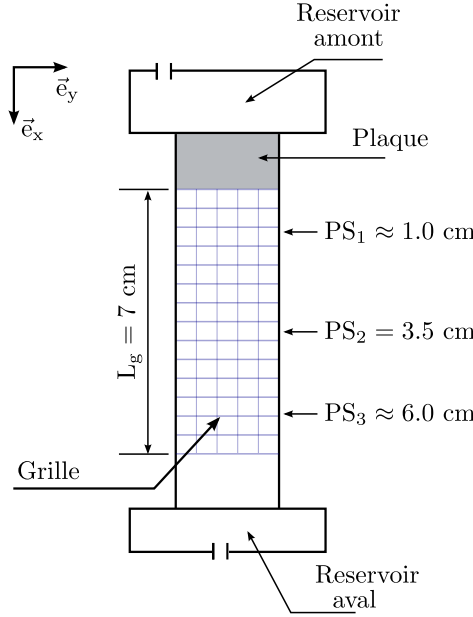


Figure 3.7: Schéma synoptique du canal d'écoulement et visualisation des points de prise de mesure

3.4.2 Description qualitative de la forme des ménisques

La figure 3.8 montre l'évolution tridimensionnelle du ménisque pour une vitesse nulle du liquide avec un fluide au repos sous la grille. Dans toutes les figures, x/L_m et y/L_m représentent respectivement les tailles de la maille adimensionnelle suivant \vec{e}_x et \vec{e}_y , et x/L_w et y/L_m représentent respectivement l'espacement adimensionnel entre deux fils adjacents suivant \vec{e}_x et \vec{e}_y . La hauteur z du ménisque est adimensionnée par le sommet du fil entourant le ménisque h_{max} .

La figure 3.8(a) montre que la microscopie confocale décrit parfaitement le ménisque ainsi que la géométrie avec la présence de fils antagonistes regroupés en paire suivants les deux directions \vec{e}_x et \vec{e}_y . Il est à remarquer sur cette figure que chaque fil possède deux effets : un effet ascendant marqué par le signe \oplus qui tire la courbure vers le haut et un effet descendant marqué par le signe \ominus qui tire la courbure vers le bas, exactement comme la géométrie décrite au niveau la figure 3.3. La maille représentée sur la figure 3.8(a) peut être assimilable à la maille 2 ou 4 de la figure 3.3(c). Néanmoins comme mentionner dans la section 3.3.3, il arrive parfois que le microscope ne détecte aucune interface. Dans le cas présent, cela arrive proche des fils (contact fluide/solide) où l'angle de réflexion spéculaire du microscope est supérieur à $27,4^\circ$ du fait du faible rayon de courbure imposé par la maille dans cette zone. Cette petite courbure entraîne une pente importante qui fait réfléchir le faisceau hors du champ de détection du microscope.

La figure 3.9(a) montre que le profil du ménisque est influencé par la configuration géométrique tridimensionnelle de la maille. En effet, proche des fils, le ménisque présente la même évolution que la maille de la grille, qui est constituée de fils antagonistes ascendants et descendants du fait du tissage. Prise aussi bien dans le sens longitudinale \vec{e}_x que transversale

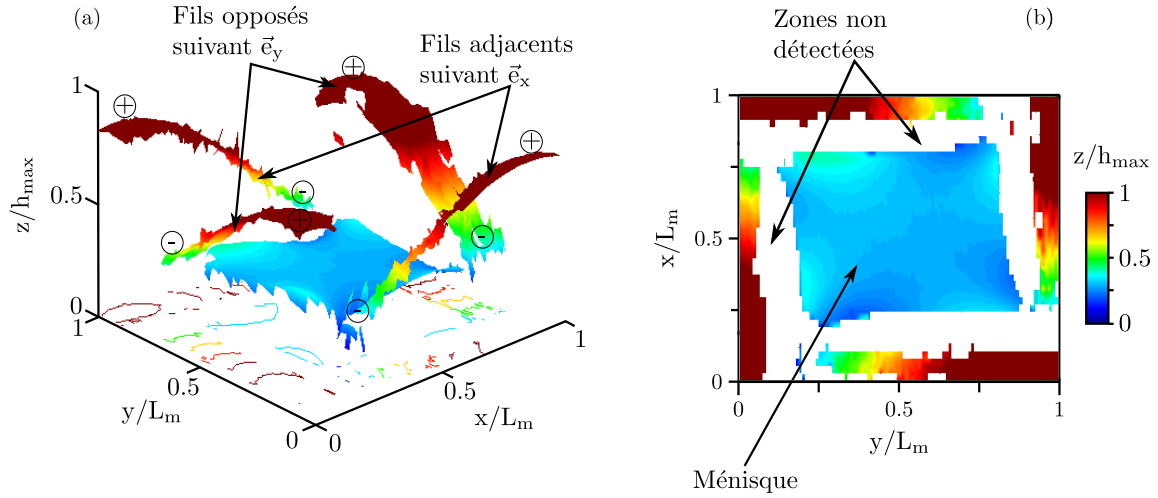


Figure 3.8: Description d'un maille par microscopie confocale : (a) Profil 3D avec fils ; (b) Profil 2D avec fils.

\vec{e}_y , la figure 3.9(b) permet de distinguer trois types de profils. Proche des fils et de part et d'autre du centre du ménisque, on observe des évolutions contraires, avec des profils formés de deux types de courbures pour $x/L_w \approx 0$ et pour $x/L_w \approx 1$. Ceci est la conséquence de l'effet antagoniste des fils consécutifs composé d'un fil ascendant qui tire le ménisque vers le haut et d'un fil descendant qui le tire vers le bas. A ces extrémités, le rayon de courbure est constant et minimal du fait de l'influence de la géométrie. Au fur et à mesure qu'on se rapproche du centre, et du fait de l'équilibre des forces antagonistes exercées par le tissage, un seul type de courbure convexe par rapport à l'air est observé et le rayon de courbure est maximal avec une courbure qui tend vers zéro ($x/L_w \approx 0,5$). De plus, il est à remarquer que les trois profils passent par un point situé à environ $x/L_w = 0,5$ montrant que la configuration géométrique de la maille présente un centre de symétrie.

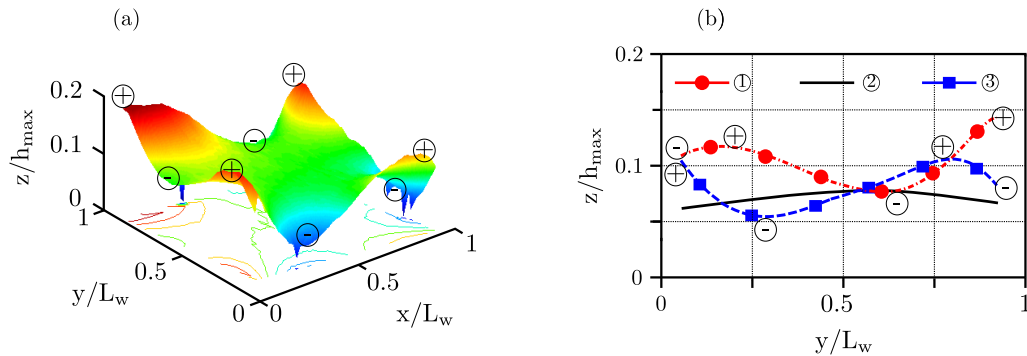


Figure 3.9: Évolution typique du profil du ménisque : (a) Profil 3D du ménisque sans fils ; (d) Extraction des profils ① - $x/L_w \approx 0$; ② - $x/L_w \approx 0,5$; ③ - $x/L_w \approx 1$.

3.4.3 Influence de la vitesse d'écoulement sur le profil du ménisque

Cette section vise à montrer l'influence de la vitesse d'écoulement sur le profil du ménisque. Il est important de rappeler que la longueur capillaire est de $L_{cap} \approx 6$ mm pour un espacement entre deux fils adjacents de $L_w \approx 0,288$ mm. Elle est donc environ 18 fois plus grande que l'espacement entre deux fils. Cela montre que les forces capillaires au sein de la structure sont très importantes et jouent un rôle crucial dans la forme des ménisques observés. La longueur capillaire est définie par :

$$L_{cap} = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho g \sin(\varphi)}} \quad (3.5)$$

où φ est l'angle d'inclinaison du canal d'écoulement (Fig.3.1).

A l'entrée (PS_1) et au centre du canal (PS_2), il est à remarquer que lorsque le nombre de Reynolds augmente, le niveau de liquide augmente aussi, ce qui augmente la mouillabilité des fils. De plus, la forme du ménisque dans la zone centrale varie fortement à partir d'un nombre de Reynolds de 353 avec un ménisque où le caractère convexe de la courbure au centre est plus prononcé (Fig.3.10). Ceci est la conséquence de l'augmentation des forces de pression dues aux forces d'inertie qui sont prépondérantes par rapport à l'effet de la géométrie et aux forces de tension de surface qui imposent une courbure nulle au centre. Cette figure permet de dire que la pression capillaire ΔP_{cap} donnée par la relation simplifiée de l'équation 3.6 augmente de manière linéaire en fonction de la vitesse d'écoulement dans les zones PS_1 et PS_2 (Fig.3.11(b)) avec une pression de liquide dans la zone centrale du ménisque supérieure à la pression atmosphérique.

$$\Delta P_{cap} = \sigma \cdot \frac{1}{R} \quad (3.6)$$

Dans cette configuration, les courbures au centre ne sont plus nulles comparées à celles proches des fils. Cela est montré sur la figure 3.11(a) où la courbure au centre du ménisque augmente lorsque la vitesse d'entrée du fluide et donc avec le nombre de Reynolds. Aussi, pour des vitesses d'écoulement faibles inférieures à $0,19$ m.s⁻¹ correspondant à un ΔP_{cap} de 6 mbar, la courbure au centre est la même quelque soit la position sur la grille. On peut dire qu'en dessous de cette différence de pression, la forme du ménisque est gouvernée par les forces de tension de surface et la géométrie et que les forces d'inertie n'ont pas ou presque pas d'influence.

En position PS_3 (Fig.3.12), il est à remarquer que la vitesse du fluide n'a aucune influence sur la forme des ménisques (qu'on soit au centre du ménisque où proche des fils) (Fig.3.12(a) et (b)). Cela induit que dans cette zone, la pression capillaire ne varie quasiment pas comme le montre la figure 3.11 où celle-ci est égale à approximativement 6 mbar. Cette faible valeur n'est pas suffisante pour perturber l'équilibre force capillaire/géométrie qui impose une courbure constante et quasi-nulle au centre du ménisque. Par comparaison avec la figure 3.9, cela revient à dire que c'est la forme naturelle du ménisque lorsqu'il n'y a pas d'écoulement de liquide (liquide au repos sous la grille).

Il a été remarqué que peu importe la vitesse d'écoulement, les courbures proches des fils restent quasiment constantes. En effet celles-ci varient peu en fonction de la vitesse

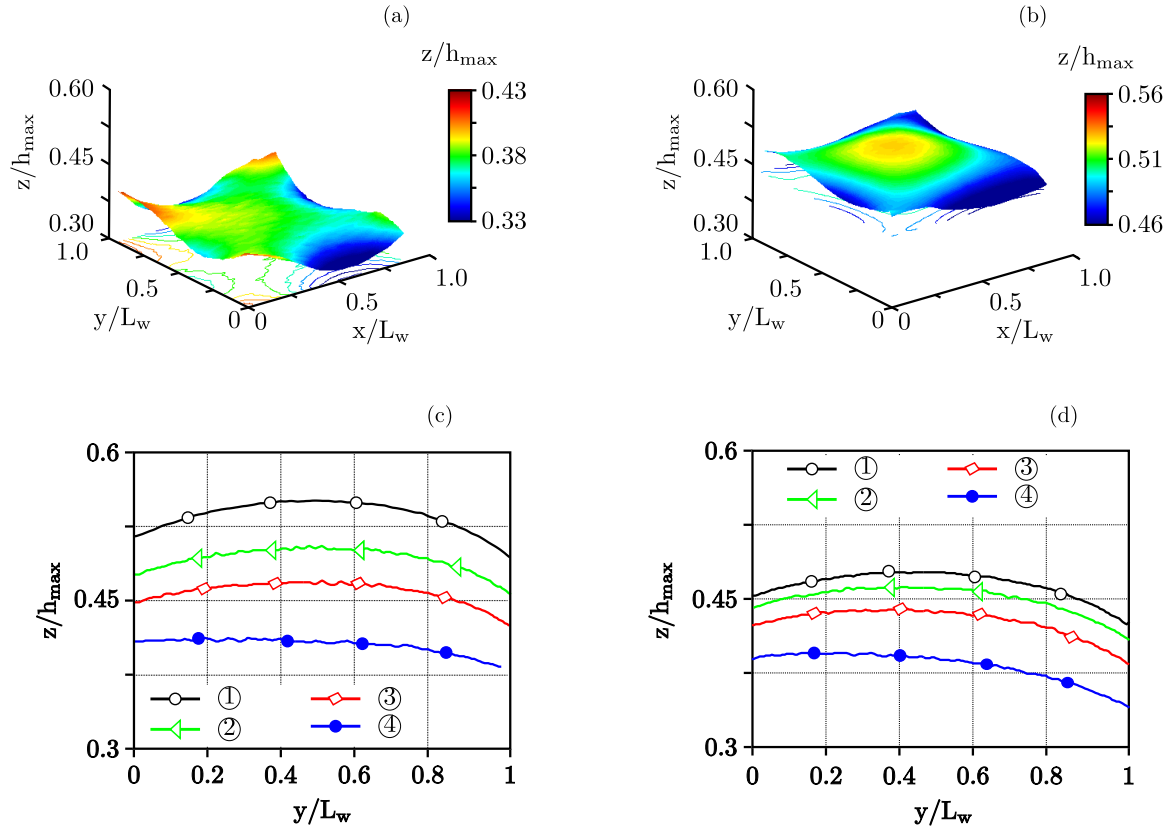


Figure 3.10: Influence du nombre de Reynolds sur la forme du ménisque pour l'eau : (a) et (b) Profil 3D du ménisque en position PS_1 respectivement pour $Re_{D_h} = 303$ et $Re_{D_h} = 454$; (c) Évolution des profils suivant \vec{e}_y pour $x/L_w = 0,5$ en position PS_1 ; (d) Évolution des profils suivant \vec{e}_y pour $x/L_w = 0,5$ en position PS_2 . ① - $Re_{D_h} = 454$, ② - $Re_{D_h} = 404$, ③ - $Re_{D_h} = 353$, ④ - $Re_{D_h} = 303$.

d'écoulement et sont uniquement influencées par la géométrie.

De plus, la figure 3.13 montre que, lorsque la vitesse augmente, la hauteur du ménisque augmente dans une direction préférentielle allant du fil haut en amont vers le fil haut en aval. Cela revient à conclure que ces zones sont des zones à forte pression et par conséquent que la vitesse y est plus élevée. Cette observation montre que l'écoulement possède un chemin préférentiel imposé par la forme géométrique de la maille.

L'ensemble des observations précédentes montrent que la forme du ménisque est piloté par un équilibre entre les forces de tension de surface, les forces d'inertie et la configuration géométrique de la maille. Elles montrent aussi que les courbures changent principalement au centre du ménisque. Enfin elles permettent de voir que l'épaisseur du film liquide au sein de la structure capillaire augmente avec la vitesse d'écoulement (Annexe B).

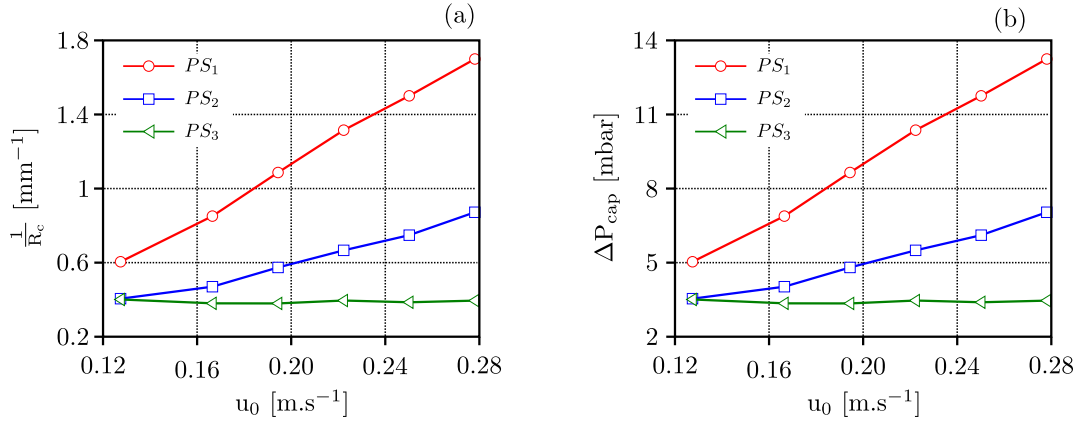


Figure 3.11: Évolution de la courbure dans la zone centrale du ménisque (a), Évolution de la pression capillaire dans la zone centrale du ménisque (b).

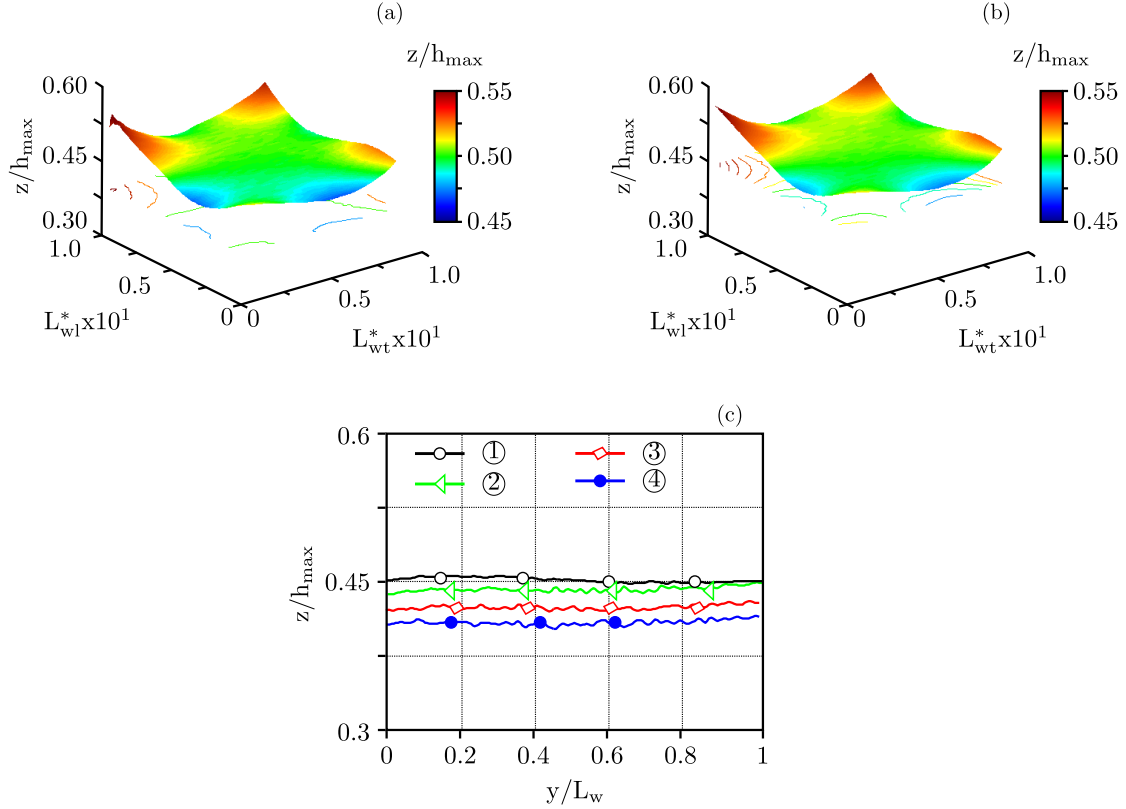


Figure 3.12: Influence du nombre de Reynolds sur la forme du ménisque en position PS_3 : (a) $Re_{D_h} = 303$; (b) $Re_{D_h} = 454$, (c) Évolution des profils suivant \vec{e}_y pour $x/L_w = 0.5$. ① - $Re_{D_h} = 454$, ② - $Re_{D_h} = 404$, ③ - $Re_{D_h} = 353$, ④ - $Re_{D_h} = 303$.

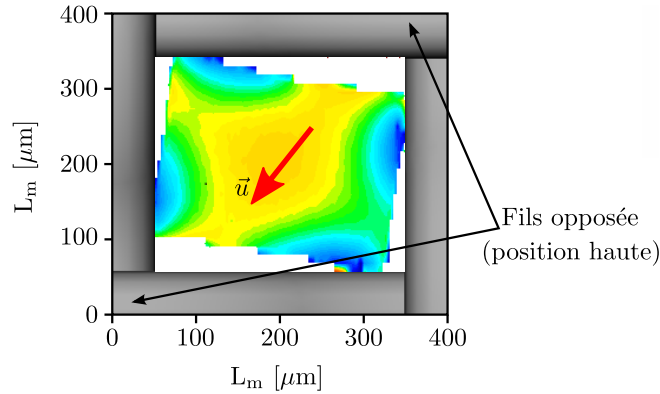


Figure 3.13: Évolution préférentielle de la hauteur du ménisque en PS_1 pour $Re_{D_h} = 454$.

3.4.4 Gain de surface

Le gain de surface consiste à comparer la surface réelle Sr (Surface 3D) du ménisque à sa surface projetée Sp (surface 2D) (Fig.3.14). Ce test vise à montrer l'importance de la géométrie sur l'augmentation de la surface d'échange du fait de la forme particulière de l'interface liquide/vapeur générée.

Un code a été développé sous matlab permettant d'avoir la surface Sr par la méthode des triangles. Celle-ci consiste à partir des mesures expérimentales des ménisques issues de la microscopie confocale, à reconstituer le maillage surfacique composé de triangles S_i ayant une surface bien définie. La surface réelle Sr représenté la somme de l'ensemble des triangles soit $Sr = \sum_{i=1}^n S(i)$. Le gain de surface G_s exprimé en % est donné par l'équation 3.7. Le tableau 3.2 résume l'ensemble des résultats.

$$G_s = \frac{Sr - Sp}{Sp} * 100 \quad (3.7)$$

Étant donné que la surface du ménisque n'est pas détectée dans sa globalité, le gain de surface est donné pour une surface valant 91 % de la surface projetée Sp . C'est donc un gain sous estimé. Il apparaît à travers le tableau 3.2 que le gain de surface augmente avec la vitesse du fluide dans la zone PS_1 et la zone PS_2 . Ceci est la conséquence de l'augmentation des courbures dans la zone centrale du ménisque avec la vitesse du fluide (Fig.3.11). Dans la zone PS_3 , le gain de surface est pratiquement constant quelle que soit la valeur de la vitesse du fluide à l'entrée. Les raisons de cette constance sont liées à celles évoquées précédemment où la vitesse d'écoulement n'a pas d'influence sur le profil du ménisque dans cette zone. Les courbures dans la région centrale du ménisque restent constantes et par conséquent la surface d'échange aussi.

Le tableau 3.2 montre aussi que quelle que soit la vitesse d'écoulement, la surface d'échange diminue le long du canal. Le gain de surface maximale, sous estimé, est de 2,7 % par ménisque pour une surface de $0,083 \text{ mm}^2$ et pour un vitesse de $0,278 \text{ m.s}^{-1}$. Ceci montre que l'augmentation de la surface d'échange est un effet combiné entre l'augmentation de la

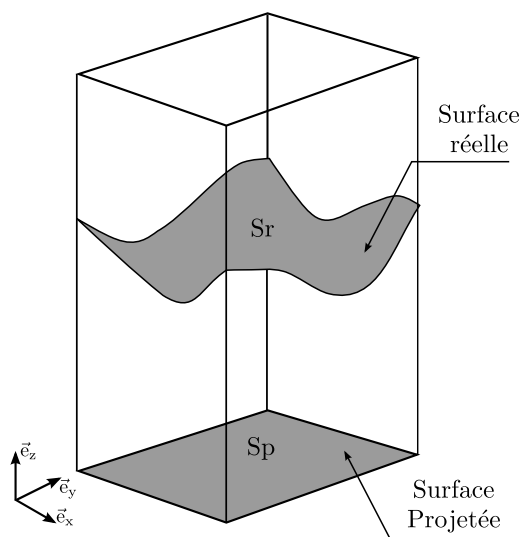


Figure 3.14: Méthode d'évaluation du gain de surface.

Table 3.2: Gain de surface (en %) en fonction de la vitesse d'écoulement u_0 et suivant la longueur de la grille pour l'eau

u_0 [m.s ⁻¹]	Re	We	G_s (PS ₁)	G_s (PS ₂)	G_s (PS ₃)
0,166	303	0,70	1,71	1,69	1,38
0,194	353	0,95	1,58	1,56	1,28
0,222	404	1,25	1,66	1,50	1,25
0,250	454	1,58	1,91	1,52	1,26
0,278	505	1,95	2,78	1,72	1,22

courbure au centre du fait de la pression et de l'effet de la géométrie proche des fils qui donne aussi des courbures importantes.

Il est à remarquer que pour une vitesse $u_0 \leq 0,194$ m.s⁻¹, le gain de surface devient inversement proportionnel à la vitesse d'écoulement dans les zones PS_1 et PS_2 alors que les courbures dans la région centrale diminuent. La raison à cela est une oscillation importante de la surface à faible vitesse d'écoulement qui se traduit par des instabilités dans la méthode numérique entraînant une surestimation de la surface d'échange réelle Sr . Pour ces vitesses d'écoulement, le nombre de Weber est inférieur à 1, impliquant une prépondérance des forces de tension de surface au force d'inertie. Ceci peut expliquer les oscillations observées qui sont liées

aux forces de tension de surface. En revanche lorsque les forces d'inertie deviennent supérieures aux forces de tension de surface c'est-à-dire à partir d'un nombre de Weber égale à 1,25 correspondant à une vitesse d'écoulement à l'entrée de $0,222 \text{ m.s}^{-1}$, il n'y a plus d'oscillation.

Enfin, il est à rappeler que hormis la géométrie, la surface d'échange est un équilibre entre les forces de tension de surface et les forces d'inertie. La gravité est négligeable ici du fait de la faible dimension des mailles (Force de tension de surface importante). Le tableau 3.2 à travers les nombres de Reynolds Re_{D_h} et de Weber We_{D_h} montre que les forces d'inertie permettent une augmentation du gain de surface et donc de la surface d'échange. En effet la surface d'échange augmente aussi bien en fonction du nombre de Reynolds que du nombre de Weber exprimés en fonction du diamètre hydraulique D_h (Eq. 3.8 et Eq. 3.9).

$$Re_{D_h} = \frac{\rho u_0 D_h}{\mu} \quad (3.8)$$

$$We_{D_h} = \frac{\rho u_0^2 D_h}{\sigma} \quad (3.9)$$

L'expérience montre que le fait d'utiliser une grille tissée est bénéfique pour la surface d'échange dans la mesure où l'interface présente une structure particulière qui est influencée par la géométrie. De plus étant donné que le ménisque est un équilibre entre la géométrie, les forces de tension de surface et les forces d'inertie, il existe des conditions permettant d'avoir une interface avec un gain maximal. Celles-ci apparaissent lorsque les courbures au centre, initialement nulles sous l'effet des forces antagonistes exercées par les fils, augmentent sous l'effet des forces d'inertie qui favorisent une augmentation de la pression dans la canal d'écoulement. Néanmoins, il a été constaté que ce gain de surface n'est que de l'ordre de 2,5 % pour une surface évaluée de 91 % de la surface projetée, et pourra avoisiner 4 à 5 % si on considère la totalité de la surface. C'est donc un gain faible comparé aux objectifs à atteindre.

3.4.5 Déformation de la grille

L'objectif est de déterminer si le mouvement de la grille joue un rôle dans la forme de l'interface obtenue. En effet, le fait que la grille se déforme sous l'action des forces de pression imposées par le couple inertie/viscosité du fluide a une incidence sur la forme des ménisques. En s'élargissant ou se rétrécissant, la grille aura tendance à absorber une partie de l'énergie et à définir un nouvel équilibre de forces par rapport au cas où elle ne se déforme pas. Ce test est important aussi pour des besoins numériques où le choix de la grille simulée devrait avoir le même comportement en écoulement que lors de l'expérience.

Le test consiste à se placer sur les trois positions mentionnées au niveau de la figure 3.7 où un profil de référence $z_{g_{ref}}$ sans écoulement du fluide est mesuré. Pour chaque nombre de Reynolds et pour chaque position PS_1 , PS_2 et PS_3 un profil avec écoulement z_g est mesuré. La différence $(z_g - z_{g_{ref}})$ donne la déformation de la grille. La figure 3.15 montre que l'écartement de la grille est quasi constant suivant \vec{e}_y , ce qui confirme bien le fait que les gradients de pression dans cette direction sont quasi nuls. L'écart moyen \overline{Ecar} et l'écart moyen adimensionnel \overline{Ecar}^* sont donnés par :

$$\overline{Ecar} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N [z_g(n) - z_{gref}(n)] \quad (3.10)$$

$$\overline{Ecar}^* = \frac{\bar{z}_g - \bar{z}_{gref}}{h_c} = \frac{\overline{Ecar}}{h_c} \quad (3.11)$$

avec N nombre de points, $\bar{z}_{gref} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N [z_{gref}(n)]$ altitude de référence moyenne de la grille, $\bar{z}_g = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N [z_g(n)]$ altitude moyenne pour une position donnée et h_c hauteur du canal.

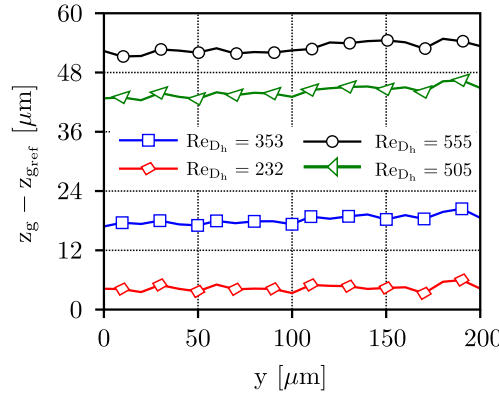


Figure 3.15: Écartement absolu en position PS_1 .

La figure 3.16 montre que la grille se déforme en fonction du nombre de Reynolds et suivant la longueur de la grille avec une évolution pratiquement exponentielle entre la position PS_1 et la position PS_3 (Fig.3.16(a)) et augmente de manière quasi linéaire en fonction du nombre de Reynolds pour une position donnée (Fig.3.16(b)). Cette figure montre également que pour de faibles nombres de Reynolds ($Re_{Dh} \leq 303$) l'écartement de la grille est constant quelle que soit la position, avec un écartement moyen de $5,7 \mu\text{m}$ soit environ $0,57 \%$ de la hauteur du canal h_c . Il faut également noter que quelle que soit le nombre de Reynolds, la grille ne se déforme pas en position PS_3 avec un écart moyen de $4,7 \mu\text{m}$ soit $0,47 \%$ de la hauteur du canal. Ces deux observations expliquent les résultats observés précédemment en ce qui concerne le gain de surface qui est pratiquement le même suivant les trois positions pour des nombres de Reynolds $Re \leq 353$ et est identique en position PS_3 quel que soit le nombre de Reynolds.

L'évolution constatée de la déformation de la grille en fonction du nombre de Reynolds lorsque celui-ci est supérieur à 353 suppose que les pertes de charge le long de la grille sont non linéaires bien qu'on soit en régime laminaire. Ceci peut s'expliquer par la configuration géométrique de la grille et aussi par le changement de section de passage (entre la plaque amont fermé et la grille poreuse) qui engendre un frottement important entraînant une rétention élevée du liquide.

Hormis le couple inertie/viscosité, on peut dire que l'interaction entre la grille et le fluide provoque des pertes de charge supplémentaires non négligeables. Celles-ci peuvent être amplifiées si la grille possède un coefficient de rétention élevé. En somme l'expérience montre que du

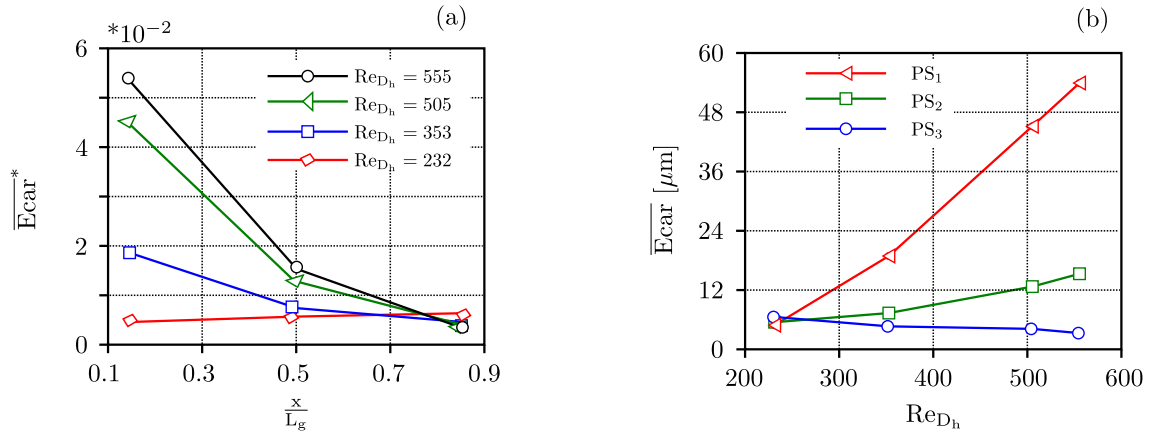


Figure 3.16: Écartement moyen de la grille : (a) En fonction de la longueur de la grille ; (b) En fonction du nombre de Reynolds.

fait de sa souplesse, la grille *PET* peut s'écarter sous l'action des forces de pression (lorsque sa tension⁶ est inférieure à la pression exercée par le liquide sur la grille) changeant ainsi la topologie du film liquide ainsi que la section de passage du fluide.

Il est important de souligner que dans la configuration verticale, qui est la configuration réelle, la contribution des forces de gravité qui ont tendance à accélérer l'écoulement permettra de réduire cet effet du fait de pertes de charge plus importantes. On va se retrouver rapidement dans le cas de la position PS_3 avec des ménisques ayant un gain de surface faible et donc une surface d'échange minimale.

3.4.6 Influence de la température

L'étude de l'influence de la température a été faite avec de l'eau pour une vitesse d'écoulement de $0,22 \text{ m.s}^{-1}$. L'objectif de ces essais est de voir comment évolue la surface d'échange lorsque la température varie, faisant également varier la tension de surface qui baisse lorsque la température augmente (Yao *et al.*, 1991; Kim *et al.*, 1995). Celle-ci est mesurée dans le réservoir amont après un étalonnage avec une sonde *Pt100* raccordé à un ohmmètre permettant de mesurer la résistance du fluide en fonction de sa température. L'équation 3.12 donne la caractéristique de la température dans le réservoir en fonction de la résistante électrique du liquide.

$$T(R) = 2,57R - 261,1 \quad (3.12)$$

Où T est la température en $^{\circ}\text{C}$ et R la résistance en Ohm . La gamme de températures étudiée varie entre 30°C et 60°C . Le tableau 3.3 résume l'ensemble des valeurs.

⁶La tension de la grille est la force opposée à la pression exercée par le fluide sur la grille. La grille s'écartera lorsque cette force, dirigée dans le même sens que la gravité, est inférieure à la pression du liquide.

Table 3.3: Paramètres d'étalonnage de la sonde platine

T Bain (°C)	R (Ω)	T réservoir (°C)
33	113,46	30,47
45	117,46	39,89
55	121,41	50,89
68	124,62	59,17

3.4.6.1 Gain de surface

Trois tests ont été effectués en position PS_2 pour chaque valeur de la température. Les valeurs présentées ici représentent la moyenne du gain de surface au sens statistique du terme pour une surface détectée représentant en moyenne 86 % de la surface totale ouverte.

La figure 3.17(a) montre que le gain de surface et donc la surface d'échange augmente avec la température. Entre 30 °C et 60 °C l'évolution est quasi-linéaire, puis devient exponentielle au delà. L'explication de cette variation vient de trois paramètres qui varient en fonction de la température.

Il s'agit de la densité, de la viscosité et de la tension de surface dont les valeurs diminuent en fonction de la température de l'eau. Il existe donc une compétition entre ces trois paramètres. Les figures 3.17(b) et (c) montrent que le nombre de Reynolds ainsi que le nombre de Weber augmentent en fonction de la température. Cela revient à dire que l'augmentation de la température favorise l'augmentation des forces d'inertie au détriment des forces de tension de surface et de viscosité. Cette observation confirme les résultats précédents obtenus pour différentes vitesses montrant que les forces d'inertie sont favorables à l'augmentation de la surface d'échange, dans le cadre d'une grille tissée, par augmentation de la pression du liquide qui modifie les courbures dans la zone centrale du ménisque. En résumé, l'augmentation de la surface d'échange en fonction de la température est un effet combiné de l'augmentation des forces d'inertie et de la baisse de la tension de surface du liquide (Fig 3.17(d)).

3.4.6.2 L'écartement de la grille

L'écartement de la grille en fonction de la température a été mesuré au niveau des positions PS_1 et PS_3 où G_s n'est pas influencé par la vitesse du fluide. La vitesse d'écoulement, comme dans la section précédente, est fixée à 0,22 m.s⁻¹. Il apparaît à travers la figure 3.18 que peu importe la position (PS_1 ou PS_3), l'augmentation de la température occasionne une augmentation linéaire de l'écartement de la grille.

Cela rejoint les résultats de la section 3.4.5 où l'écartement augmente avec le nombre de Reynolds. On peut en déduire que si le liquide est à la même température dans tout le domaine, le gain de surface imputé à la température sera indépendant de la position de mesure.

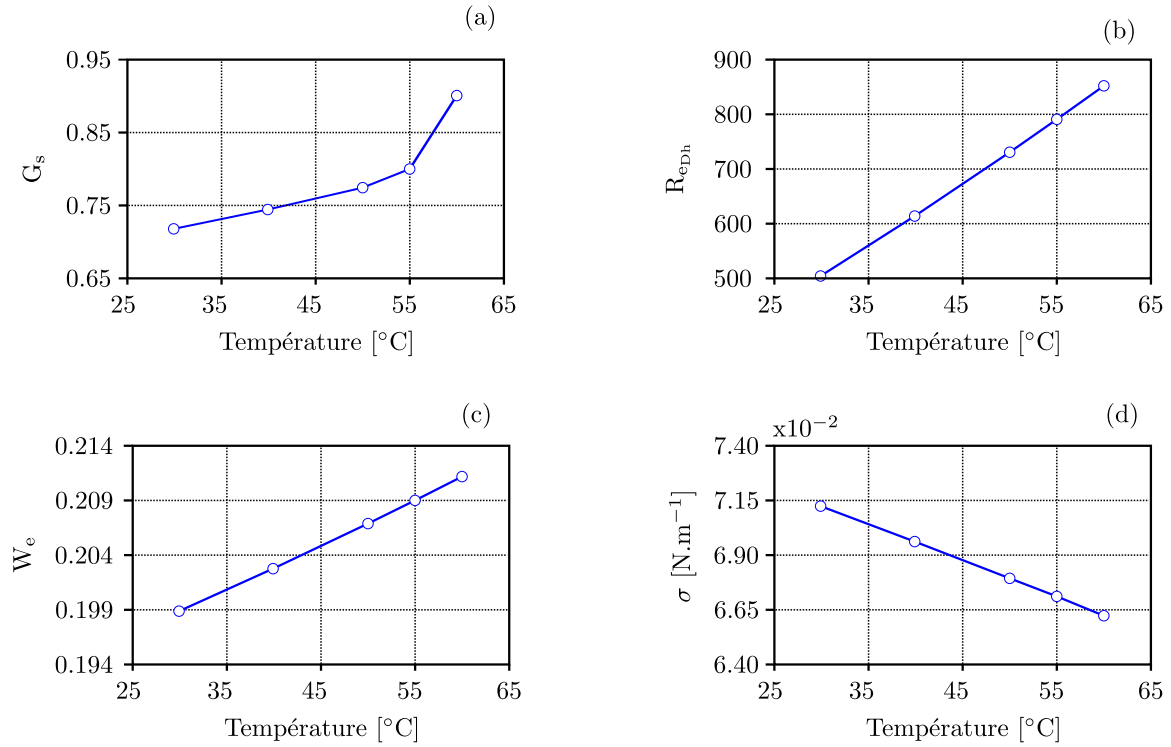


Figure 3.17: Influence de la température : (a) Gain de surface, (b) Nombre de Reynolds, (c) Nombre de Weber, (d) Tension de surface.

En prenant toujours comme référence une température de 30 °C, le tableau 3.4 résume les différents cas. Ce tableau montre que la variation de l'écart à la référence est presque la même (surtout pour une température de 60 °C) entre les deux positions.

Table 3.4: Écartement relatif (%) par rapport à $T = 30$ °C.

T(°C)	PS ₁	PS ₃
40	17	22
50	27	32
60	42	41

Un autre effet qui pourrait contribuer à cet écartement et que nous n'avons pas vérifié est la dilatation des fils de *PET* sous l'effet de la température. En effet du fait de sa plasticité, il est envisageable que la tension des fils composant la grille diminue avec la température provoquant un relâchement de celle-ci.

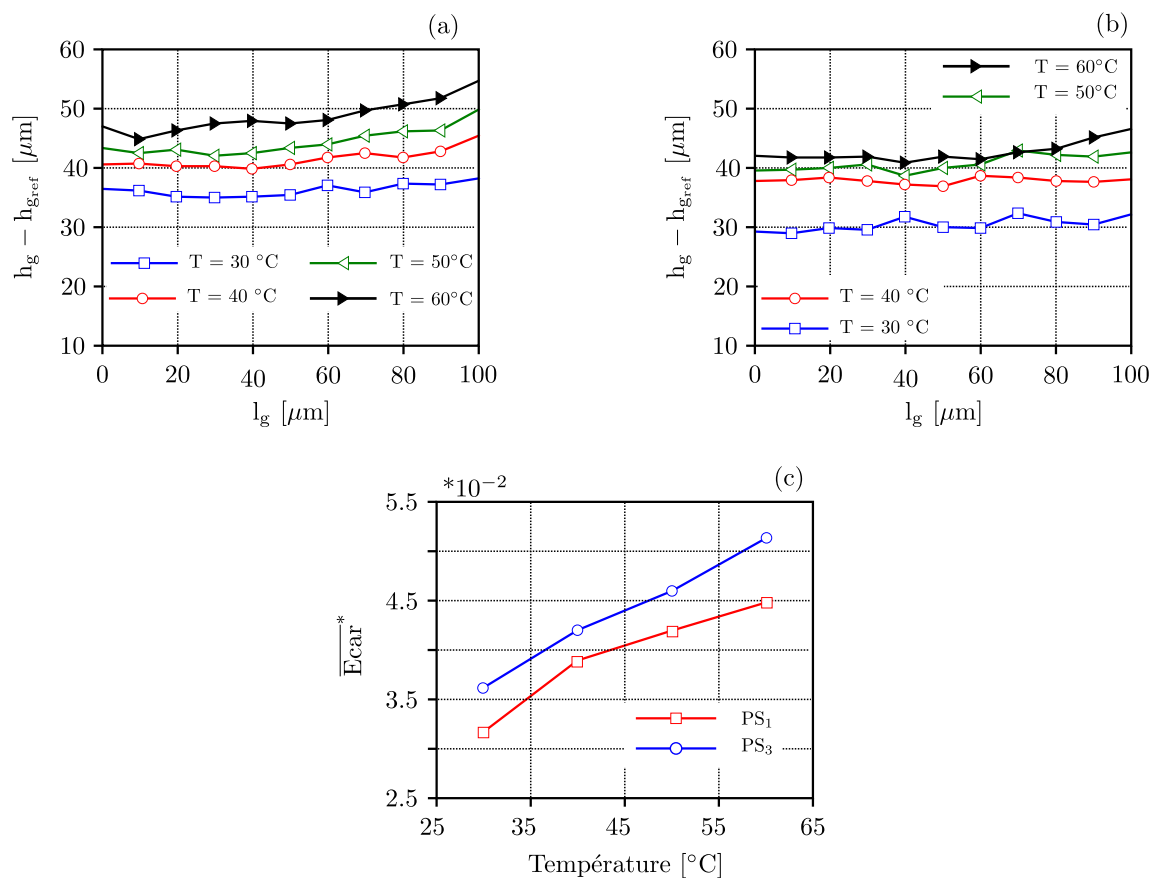


Figure 3.18: Écartement de la grille en fonction de la température suivant \vec{e}_y : (a) Position PS_1 , (b) Position PS_3 , (c) Écartement moyen adimensionnel.

3.4.6.3 Évolution possible de la surface d'échange pour une solution de bromure de lithium

Il a été envisagé précédemment que les forces d'inertie permettaient une augmentation du gain de surface contrairement aux forces de tension de surface qui ont tendance à la minimiser. Il a donc été envisagé de faire des mesures avec une solution de $LiBr$ à 60 % en masse dont les paramètres sont résumés dans le tableau 3.5. Cet essai n'a pas été possible à cause d'une viscosité importante de la solution qui engendre une surpression entraînant le débordement du canal dans la mesure où le liquide n'est plus confiné par la grille⁷.

Même en diluant la solution à 32 % en masse de $LiBr$ où la densité ($1283,3 \text{ kg.m}^{-3}$) et la viscosité ($0,0026 \text{ Pa.s}$) sont moins importantes, il a été impossible d'effectuer des mesures au delà d'une vitesse d'écoulement de $0,17 \text{ m.s}^{-1}$ correspondant à un nombre de Reynolds de 136.

Le tableau 3.6 montre que dans les zones PS_1 et PS_2 , pour une même vitesse, la courbure

⁷Ceci arrive lorsque les forces de pression deviennent prépondérante par rapport au force de tension de surface, l'interface atteint donc une courbure supérieure à $2L_w$

Table 3.5: Paramètre de la solution de bromure à 60 % en masse et 30 °C

ρ	1734	kg.m ⁻³
μ	0,0065	Pa.s
σ	0,095	N.m ⁻¹

au centre du ménisque est plus grande dans le cas du *LiBr* que celui de l'eau. Ceci est dû à la surpression occasionnée par la viscosité du *LiBr*. La figure 3.19 confirme ces résultats avec un écartement de la grille plus important dans le cas du bromure de lithium. Néanmoins au niveau de la zone *PS*₃, la pression n'a pas d'influence sur le profil du ménisque, il apparaît que l'écartement est presque le même entre les deux fluides mais avec un rayon de courbure plus grand dans le cas du *LiBr*. L'explication à cette dernière observation vient d'une tension de surface élevée et d'une viscosité importante qui stabilisent l'interface et donnent plus de poids à la géométrie dont l'effet antagoniste des fils annule les courbures au centre.

Il apparaît aussi une évolution de l'écartement similaire au cas de l'eau suivant les trois positions confirmant une évolution non linéaire des pertes de charge au sein de la grille (Fig.3.19).

Table 3.6: Courbures en [mm⁻¹] au centre du ménisque pour le *LiBr*

u_0 [m.s ⁻¹]	Re	$\frac{1}{R_c}$ (<i>PS</i> ₁)	$\frac{1}{R_c}$ (<i>PS</i> ₂)	$\frac{1}{R_c}$ (<i>PS</i> ₃)
0,128	102	0,733	0,752	≈ 0,160
0,139	112	0,887	0,824	≈ 0,160
0,167	136	1,200	0,970	≈ 0,160

Ainsi, les observations précédentes permettent de conclure que pour une même vitesse d'écoulement :

- A l'entrée où la pression sera plus forte influençant la courbure au centre, la surface d'échange dans le cas du bromure de lithium sera supérieure à celle de l'eau ;
- Au centre, on peut s'attendre à des surfaces d'échange identiques où légèrement supérieure dans le cas du bromure de lithium du fait d'une pression légèrement supérieure par rapport à l'eau ;
- Vers la sortie, la pression n'a plus aucune influence sur la courbure au centre. Avec une tension de surface et une viscosité plus élevées pour le *LiBr*, la surface d'échange sera donc plus faible. Plus généralement lorsque l'écoulement n'a pas d'influence sur le profil

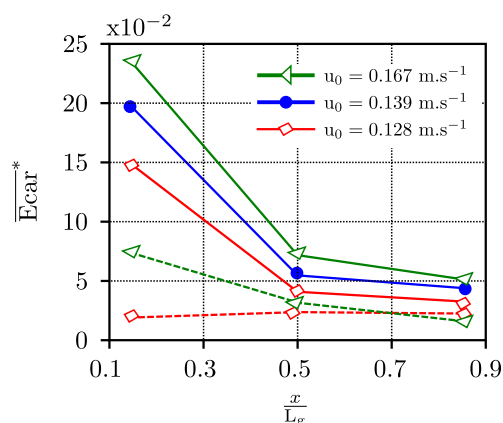


Figure 3.19: Évolution de l'écartement moyen adimensionnel. Les traits pleins représentent le cas du bromure de lithium et les traits en pointillé le cas de l'eau

du ménisque, la surface d'échange sera plus grande pour des fluides moins visqueux et à faible tension de surface.

Enfin, étant donné que la pression qui induit le caractère convexe des courbures au centre est une combinaison entre les forces d'inertie et les forces de viscosité, un compromis est à trouver en ce qui concerne le fluide. En effet si un fluide visqueux engendre une forte pression et donc une surface d'échange plus élevée pour une même vitesse d'écoulement, en revanche il diminue considérablement les forces d'inertie donc la turbulence dans l'écoulement et donc potentiellement les transferts de masse et de chaleur.

Au sein d'une machine à absorption réelle, le taux d'absorption est fortement couplé à la concentration en bromure de lithium avec une concentration à l'entrée en moyenne égale à 60 % en masse. Il sera donc difficile d'alimenter cette dernière avec une solution moins concentrée, et donc moins visqueuse, au risque de perdre en performance. Néanmoins on peut supposer qu'au cours de l'absorption, la solution s'échauffe et la concentration diminue. Cela entraîne une diminution de la tension de surface et de la viscosité. Il peut y avoir dans ce cas un regain des performances (augmentation des transferts de masse) avec l'augmentation des forces d'inertie qui entraîne une augmentation de la turbulence dans l'écoulement et de la surface d'échange.

3.5 Conclusion

En résumé, un banc d'essais a été mis en place permettant de visualiser et de décrire l'évolution de l'interface liquide/vapeur d'un écoulement confiné par une grille tissée au moyen de la microscopie confocale. La grille utilisée est de même configuration géométrique que celle utilisée sur le banc réel d'absorption. La description de la forme de l'interface montre que celle-ci est influencée par la configuration géométrique de la maille constituée de fils ascendant et descendant formant un tissage. Les différents profils des ménisques présentent deux courbures (ascendante et descendante) proches des fils et une courbure unique au centre conséquence de

la forme géométrique des mailles. La mesure de l'angle de contact capillaire a été impossible du fait de la non détection du contact fluide/structure.

Les tests montrent que la forme du ménisque est issu d'un couplage entre les forces de tension de surface, les forces visqueuses, les forces d'inertie et la géométrie de la maille. Lorsque les forces d'inertie ou les forces visqueuses augmentent, créant une surpression dans le canal, la courbure au centre se déforme et l'influence de la géométrie est très réduite et se produit uniquement à proximité des fils. Au contraire une pression faible aura pour conséquence une influence importante de la géométrie tendant à annuler les courbures dans la zone centrale du ménisque du fait des directions antagonistes des fils.

L'étude du gain de surface a montré tout d'abord une augmentation nette de la surface d'échange par rapport au cas d'une surface plane avec un gain maximal (sous estimé) de près de 2,7 % par ménisque pour une surface de 0,083 mm² représentant 91 % de la surface totale disponible. Ce gain dépend fortement des conditions d'écoulement et de la forme du ménisque généré. L'étude montre que la surface d'échange augmente avec la vitesse, le nombre de Reynolds et de Weber et diminue le long de la grille, du fait de la chute de pression qui entraîne une plus forte influence de la géométrie. Cette observation permet de dire que les forces d'inertie sont favorables à l'augmentation du gain de surface. Il faut néanmoins remarquer que c'est un gain de surface faible qui à lui seul ne permettra pas d'atteindre les objectifs visés.

Les tests ont aussi montré que la grille s'écartait sous l'action des forces de pression avec une évolution quasi exponentielle de l'écartement le long du canal. Ceci montre que les pertes de charge dans la partie contenant la grille ne sont pas linéaires. Cet écartement permet d'absorber une partie de l'énergie des forces de pression et donc influence la forme de l'interface. Cet effet s'ajoute aux trois effets mentionnés précédemment. En somme la forme de l'interface est un couplage entre les forces d'inertie, les forces de tension de surface, la forme géométrique de la maille et enfin la déformation de la grille.

De plus on constate que la température est favorable à une augmentation de la surface d'échange. Elle abaisse l'énergie de surface et la viscosité du liquide et favorise l'augmentation du nombre de Reynolds et du nombre de Weber favorable à l'augmentation de la surface d'échange. Ce travail montre que la surface d'échange est inversement proportionnelle à la viscosité et à la tension de surface qui tendent à stabiliser et minimiser l'interface. Du fait de l'augmentation de la pression, il a été remarqué que la température occasionne une augmentation de l'écartement de la grille.

La comparaison avec le bromure de lithium qui est plus dense et plus visqueux que l'eau montre que celui-ci aura une grande influence sur la courbure au centre et donc une surface d'échange plus importante. Mais avec une tension de surface et une viscosité élevées, cet avantage sera un inconvénient dans les zones où l'écoulement n'a plus d'influence sur le profil du ménisque.

Enfin, la microscopie confocale ne permet pas de caractériser totalement l'écoulement (champ de pression, vitesse, etc.), ni d'évaluer l'influence de la géométrie sur cet écoulement. C'est dans cette optique que nous avons mis en oeuvre une méthode numérique pour accéder à l'ensemble des informations manquant et compléter notre analyse.

Étude numérique et expérimentale de la reconstruction d'une interface 3D

Sommaire

4.1	Introduction et challenge de la modélisation	65
4.2	Quelques méthodes de reconstruction d'interface	65
4.2.1	Méthodes Lagrangiennes	65
4.2.2	Méthodes Eulériennes	67
4.3	Choix de la méthode	70
4.4	Description du « volume of fluid » (VOF)	70
4.4.1	Description des équations de Navier Stokes	70
4.4.2	Prise en compte des forces de tension de surface	74
4.4.3	Prise en compte des forces d'adhésion	76
4.4.4	Analyse de la stabilité	76
4.5	Validation du modèle	78
4.5.1	Description du test expérimental de validation	78
4.5.2	Extrapolation de l'angle de contact	79
4.5.3	Simulation numérique	82
4.5.4	Confrontation expérience et simulation	86
4.5.5	Informations apportées par le modèle numérique	92
4.6	Synthèse des résultats	99

4.1 Introduction et challenge de la modélisation

L'étude expérimentale décrite au chapitre 3 a montré qu'il y avait un intérêt à utiliser une grille tissée du fait que cette géométrie engendre une interface liquide/vapeur avec une surface d'échange plus grande qu'une interface plane. Il a été montré qu'avec de l'eau, on pouvait atteindre un gain de surface minimal comparé à une surface plane de l'ordre de 2,7 % pour une surface par ménisque de l'ordre de $0,0821 \text{ mm}^2$. C'est donc une augmentation théorique minimale des transferts de 2,7 %. Le banc d'essais n'étant pas capable de fournir des informations sur les champs de vitesse et de pression le long du canal ainsi que la topologie de l'écoulement (proche de l'interface et surtout entre les mailles), il est indispensable de développer une partie numérique afin de pallier à ces manquements et comprendre finement et localement les phénomènes au sein de la grille.

Le travail dans cette partie consiste à reconstruire numériquement et de manière précise l'interface liquide/vapeur décrite expérimentalement par la technique de la microscopie confocale (Fig.3.5). En effet, la géométrie est complexe et comme mentionné dans le chapitre précédent, l'interface est la résultante de plusieurs forces. La prise en compte des phénomènes locaux à petite échelle sera donc très importante dans la mesure où elle permettra d'assurer la précision et de comprendre finement l'impact de la géométrie.

4.2 Quelques méthodes de reconstruction d'interface

Le choix de la méthode de reconstruction d'interface réside dans le système qui doit être simulé (une seule phase ou une phase dispersée) ainsi que dans la précision de calcul souhaitée qui est souvent un compromis avec le temps de simulation. Deux grandes familles existent : les méthodes lagrangiennes et les méthodes eulériennes.

4.2.1 Méthodes Lagrangiennes

Les méthodes lagrangiennes sont basées sur l'utilisation de marqueurs (Hyman, 1984). Pour ce type de méthodes, l'interface peut-être repérée soit par des marqueurs qui indiquent la présence ou l'absence d'un fluide (volume tracking methods), soit par des marqueurs qui ne sont définis que sur l'interface et que l'on suit dans leur mouvement (front tracking methods). Ces méthodes peuvent être utilisées aussi bien pour un maillage fixe que déformable et sont précises en ce qui concerne la conservation de la masse.

4.2.1.1 Méthode « Marker-And-Cell » (MAC)

Introduite par Harlow et Welch (Harlow & Welch, 1965) la méthode *MAC* utilise une approche type « volume tracking method » pour simuler les écoulements incompressibles avec la présence d'une interface liquide/vapeur. C'est l'une des premières méthodes mise au point dans le domaine de suivi d'interface. Mais elle n'a pas été longtemps utilisée du fait de sa difficulté d'implémentation.

En effet, la méthode est basée sur le suivi des marqueurs ou des particules (sans densité) qui sont placés dans un écoulement et transportés de manière lagrangienne. Les particules sont

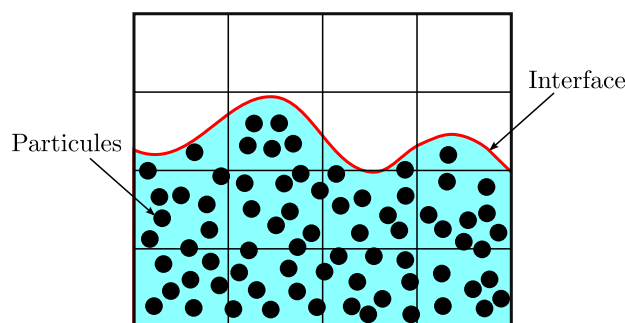


Figure 4.1: Description de la méthode « Marker-And-Cell ».

généralement placées dans la phase que l'on souhaite résoudre et qui détermine la forme de l'interface. L'interface est approximée à partir de la densité des particules¹ se trouvant dans les cellules mixtes, c'est-à-dire celles qui contiennent à la fois les deux phases (Fig.4.1).

L'efficacité de la méthode peut être augmentée en mettant plus de marqueurs au départ dans les régions proches de l'interface. Mais les interfaces sont malheureusement affectées par une diffusion numérique. De plus, les coûts en mémoire et en temps requis par la méthode sont très élevés du fait du calcul qui requièrent un grand nombre de marqueurs, ce qui limite ses applications.

4.2.1.2 « Front tracking method »

En se basant sur la méthode *MAC* développée par Harlow & Welch (1965), Daly & Pracht (1968) ont proposé une nouvelle méthode de suivi d'interface. La différence avec le *MAC* vient du fait que les marqueurs sont distribués directement sur l'interface et connectés entre eux par des lois linéaires ou polynomiales.

Le principal avantage de cette méthode est que la position de l'interface est connue instantanément et avec précision puisqu'elle est décrite à une échelle inférieure à celle de la maille associée aux grandeurs hydrodynamiques. Néanmoins, elle est sensible à l'écart entre deux marqueurs. En effet, lorsque les gradients entre les particules augmentent, l'advection de l'interface manque de précision. De plus, l'écart n'est pas conservé au cours du calcul. Il est alors nécessaire d'ajouter ou d'enlever dynamiquement des particules durant la simulation. L'estimation de la courbure à l'interface requiert donc que les particules soient réparties de manière homogène.

La méthode n'est pas adaptée pour des interfaces avec changement de topologie du fait de la nécessité de les renuméroter et de les repositionner à chaque fois. La figure 4.2 illustre la méthode.

¹Il s'agit du nombre de particules et non pas de la densité au sens stricte du terme

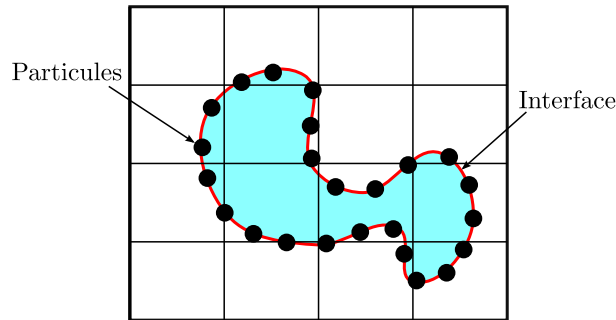


Figure 4.2: Description du « Front tracking Method ».

4.2.2 Méthodes Eulériennes

Les méthodes Eulériennes permettent de résoudre les équations de transport de fluide dans un maillage fixe. Elles consistent à représenter l'interface sous forme d'un scalaire f qui est transporté par un champ local de vitesse. Elles permettent de prendre en compte les phénomènes localement et aussi de bien représenter les variations de l'interface avec les variations du champ de vitesse des systèmes complexes.

4.2.2.1 La méthode « volume of fluid »

Introduite par Hirt & Nichols (1981) dans le cadre de la méthode *SOLA – VOF*, la méthode « volume of fluid » (*VOF*) est l'une des méthodes les plus répandues et les plus utilisées dans le cadre de la reconstruction d'interface. Elle consiste à définir l'interface sous forme d'un scalaire qui sera transporté ou advecté grâce au champ de vitesse de l'écoulement. La méthode est fortement recommandée pour simuler des écoulements diphasiques. Elle permet une bonne conservation de la masse et est facile à implémenter. Le *VOF* consiste à utiliser la fonction f , dont la valeur varie entre 0 et 1, pour localiser les deux phases. $f = 1$ dans les cellules contenant uniquement la phase 1 et $f = 0$ dans les cellules contenant uniquement la phase 2. Lorsque f est compris entre 0 et 1 cela indique la présence de l'interface. Lorsqu'on simule un écoulement diphasique composé de liquide et de vapeur, f désigne généralement la fraction de liquide contenue dans la cellule. Dans ce cas, $f = 1$ dans les cellules contenant uniquement du liquide, $f = 0$ dans les cellules contenant uniquement de la vapeur et $0 < f < 1$ dans les cellules mixtes contenant à la fois du liquide et de la vapeur comme le montre la figure 4.3.

La méthode « volume of fluid » peut être séparée en deux phases : advection de la fraction volumique de liquide f et reconstruction de l'interface à travers différentes méthodes. L'équation 4.1 permet d'advecter la fonction f en fonction du champ de vitesse locale.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla f = 0 \quad (4.1)$$

L'advection de la fraction de liquide est suivie d'une reconstruction d'interface. La première méthode de reconstruction *SLIC* (*Simple Line Interface Construction*) fut introduite par DeBar (1974), et améliorée par Noh & Woodwar (1976). Comme le montre la figure 4.4, la méthode

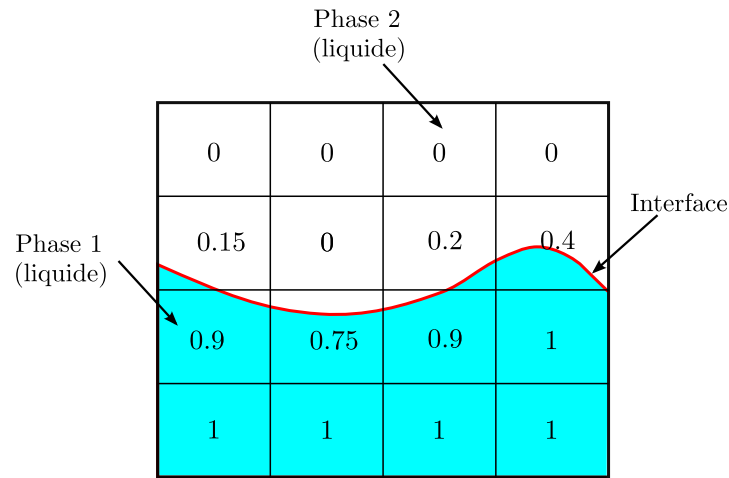


Figure 4.3: Description de la méthode « volume of fluid ».

approxime l'interface par des segments de droite verticaux ou horizontaux parallèles aux cellules qui constituent le maillage et qui contiennent l'interface. Cela a pour conséquence de ne pas tenir compte des courbures réelles et donc de fournir une piètre qualité de l'interface reconstruite. Pour pallier à ce manque de précision, Youngs (1982) introduit le *PLIC* (*Piecewise Interface Construction*), méthode plus précise. Au niveau du *PLIC*, l'interface est approximée dans chaque cellule en calculant la normale à l'interface de manière à ce que la fraction de liquide réelle puisse correspondre à celle estimée. Elle permet donc de mieux approximer la courbure. Dans la littérature les différentes variantes de cette méthode sont illustrées par Zaleski *et al.* (1996), Rider & Kothe (1998), Gueyffer *et al.* (1999), Meier *et al.* (2002), Zaleski (2005).

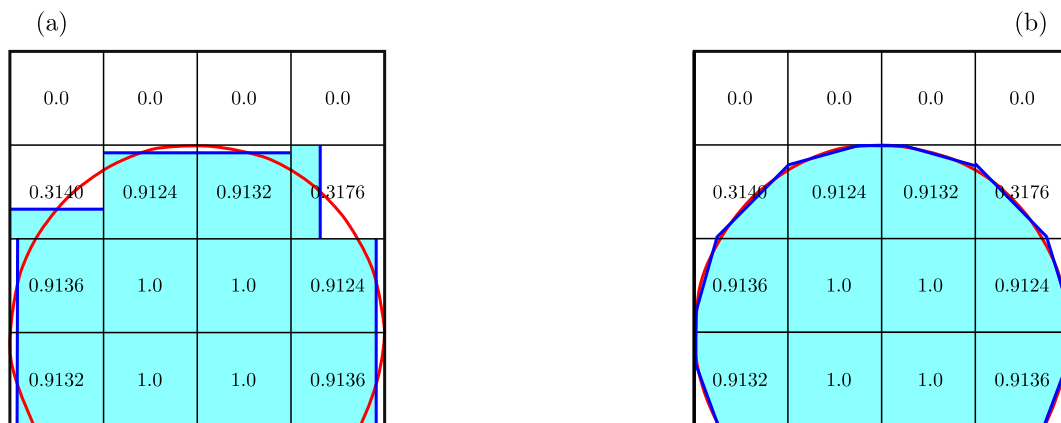


Figure 4.4: Différentes méthodes de reconstruction d'interface : (a) SLIC, (b) PLIC. En rouge l'interface réelle et en bleu l'interface approximée (Rider & Kothe, 1998).

4.2.2.2 Level-Set methode

Introduite par Osher & Sethian (1988), la méthode Level-Set consiste à définir une fonction scalaire régulière à travers l'interface dont la courbe de niveau zéro représente l'interface que l'on cherche à reconstruire. La résolution de l'équation de transport, appliquée à cette fonction distance, permet de prédire les mouvements de l'interface dans un champ de vitesse donné. La méthode Level-Set prend en compte les changements topologiques naturellement. Elle permet également de calculer facilement les caractéristiques géométriques à partir de la fonction distance. Cependant, un certain nombre de défauts peut avoir une influence sur les performances de la méthode. Par exemple, les erreurs numériques dissipatives dans la résolution de l'équation de transport entraînent des pertes de masse. De plus, la présence d'un champ de vitesse cisailé peut fortement écarter ou resserrer les lignes de niveau, avec pour conséquence que le calcul des caractéristiques géométriques devienne de plus en plus imprécis. Il est alors nécessaire d'implémenter un algorithme de réinitialisation afin de corriger la position des lignes de niveau par rapport à la ligne de niveau zéro.

Olsson et Kreiss (Olsson & Kreiss, 2005; Olsson *et al.*, 2007) introduisent le *ACLS*² pour pallier au manque de précision de la méthode de base développée par Osher & Sethian (1988). C'est une modification simple de la méthode Level-Set ordinaire avec pour objectif de réduire les erreurs de conservation de la masse tout en gardant la simplicité de la méthode de base. Celle-ci consiste à remplacer la fonction distance de la méthode Level-Set classique par une fonction tangente hyperbolique qui est transportée et réinitialisée en utilisant des équations conservatives, ce qui permet de réduire les erreurs de conservation de masse. Néanmoins dans leur formulation, Olsson *et al.* (2007) montrent que des erreurs subsistent. Le lecteur peut se reporter sur la revue de Osher & Fedkiw (2001) pour plus de précision sur les méthodes Level-Set.

4.2.2.3 Methodes Level-Set et Volume of Fluid (CLSVOF) couplées

Dans l'optique de combiner les meilleures propriétés de la méthode *VOF* et de la méthode *Level – Set*, Bourlioux (1995) ainsi que Sussman & Puckett (2000) introduisent le *CLSVOF*. La méthode est conservative et permet d'avoir facilement les propriétés géométriques comme le montre les travaux réalisés par Wang *et al.* (2009). Néanmoins du fait qu'elle utilise l'algorithme de reconstruction de la méthode *VOF*, celle-ci reste difficile à implémenter ce qui limite son utilisation. Les développements récents et les plus intéressants de la méthode ont été faits par Sussman & Puckett (2000), Sussman (2003), Pilliod Jr & Puckett (2004) et Yang *et al.* (2006).

D'autres méthodes hybrides utilisant une combinaison de différentes techniques telles que la méthode Volume of Fluid Sub-Mesh (*VOF-SM*) (Vincent *et al.*, 2010) et la méthode Hybrid-particle Level-Set (Enright *et al.*, 2002) sont aussi rencontrées dans la littérature.

²Accurate conservative Level-Set

4.3 Choix de la méthode

Du fait de la présence de petites échelles de l'ordre du micromètre dans les simulations, et du fait de la variation locale du champ de vitesse, la méthode Eulérienne a été préférée à la méthode lagrangienne qui est moins adaptée à cette situation. Étant donné que nous recherchons une méthode capable d'avoir une bonne conservation de la masse tout en assurant une reconstruction précise de l'interface pour un cas diphasique, la méthode « volume of fluid » avec comme méthode de reconstruction d'interface le *PLIC* est considérée dans ce travail. Ce choix a aussi été guidé par le fait que la méthode est implémentée dans différents code *CFD* (Fluent, Ansys, *FLOW-3D*[®]) utilisés au sein de *PSA Peugeot Citroën*. L'ensemble des résultats numériques de ce travail ont été effectués avec le code de calcul numérique *FLOW-3D*[®] où le *VOF-PLIC* est associé à la méthode *FAVOR*³, technique basée sur la méthode de porosité pour la prise en compte de la géométrie (Wei, 2004).

4.4 Description du « volume of fluid » (VOF)

Comme mentionné dans la section précédente, le modèle *VOF* est un modèle de type Euler/Euler destiné aux écoulements diphasiques avec des phases non miscibles. Comme le montre Lakehal *et al.* (2002) deux approches peuvent être adoptées :

- **L'approche « one fluid »**, où les équations de Navier Stokes sont résolues uniquement dans une phase. Ce type d'approche est utilisé lorsqu'il s'agit de deux phases bien distinctes sans dispersion de l'une dans l'autre ;
- **L'approche « two-fluid »** qui est naturellement la raison d'être du modèle consiste à considérer les deux phases. Dans ce cas les propriétés des deux phases (densité, viscosité, etc ...) à l'interface seront des valeurs moyennes fonction de la fraction f de liquide des deux phases dans les cellules qui contiennent l'interface. Les exemples les plus courants sont l'impact d'un jet d'eau, l'évaporation d'un liquide dans l'air, la pulvérisation d'un aérosol.

Dans ce travail, il s'agit d'un écoulement d'eau ou d'une solution de bromure de lithium, confiné par une grille tissée. Les phases : le liquide (H_2O ou $LiBr$) et la vapeur (l'air) sont distincts. Aucune phase n'est dispersée dans l'autre. Dans ce cas, l'approche « one fluid » où les équations de Navier Stokes sont résolues uniquement dans la phase liquide a été privilégiée. Les paramètres de la phase vapeur restent donc constantes dans le temps et dans l'espace.

4.4.1 Description des équations de Navier Stokes

Le modèle *VOF* est basé sur la résolution des équations de Navier-Stokes. Dans le cas d'un fluide incompressible, sans terme source et en coordonnées cartésiennes, elles prennent la forme suivante :

³Fractional Area/Volume Obstacle Representation

Équation de continuité

$$\nabla \cdot (\rho \vec{U}) = 0 \quad (4.2)$$

Équation de quantité de mouvement

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{U}) + \nabla \cdot (\rho \vec{U} \vec{U}) = -\nabla P + \nabla \cdot \bar{\bar{\tau}} + \rho \vec{G} + \rho \vec{F}_s \quad (4.3)$$

Le tenseur de contrainte visqueuse τ est donné par :

$$\bar{\bar{\tau}} = \left[\nabla U + \nabla U^T + \frac{3}{2} \nabla \cdot \vec{U} \bar{\bar{I}} \right] \quad (4.4)$$

avec

$\bar{\bar{I}}$, le tenseur unitaire de contrainte visqueuse,
 \vec{U} , le vitesse d'écoulement dans les trois directions,
 P , la pression,
 \vec{G} , la gravité,
 \vec{F}_s , Force de tension de surface.

Dans **FLOW-3D[®]** la méthode *VOF/PLIC* est combinée à la méthode *FAVOR* (Wei, 2004). Cette implémentation se fait en introduisant dans les équations précédentes la fraction surfacique ouverte au fluide χ et la fraction volumique ouverte au fluide β . Dans le cadre d'un fluide incompressible et sans terme source on a :

Équation de continuité

$$\nabla \cdot (\chi \rho \vec{U}) = 0 \quad (4.5)$$

Équation de quantité de mouvement

$$\beta \frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{U}) + \nabla \cdot (\chi \rho \vec{U} \vec{U}) = -\nabla P + \nabla \cdot \bar{\bar{\tau}} + \rho \vec{G} + \rho \vec{F}_s \quad (4.6)$$

Le développement dans les trois dimensions des équations 4.5 et 4.6 donne la forme suivante :

Continuité

$$\frac{\partial}{\partial x} (u \chi_x) + \frac{\partial}{\partial y} (v \chi_y) + \frac{\partial}{\partial z} (w \chi_z) = 0 \quad (4.7)$$

Quantité de mouvement

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\beta} \left\{ u \chi_x \frac{\partial u}{\partial x} + v \chi_y \frac{\partial u}{\partial y} + w \chi_z \frac{\partial u}{\partial z} \right\} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \tau_x + G_x + F_{sx} \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{\beta} \left\{ u \chi_x \frac{\partial v}{\partial x} + v \chi_y \frac{\partial v}{\partial y} + w \chi_z \frac{\partial v}{\partial z} \right\} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \tau_y + G_y + F_{sy} \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{1}{\beta} \left\{ u \chi_x \frac{\partial w}{\partial x} + v \chi_y \frac{\partial w}{\partial y} + w \chi_z \frac{\partial w}{\partial z} \right\} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \tau_z + G_z + F_{sz} \quad (4.10)$$

L'équation d'advection 4.1 de la fraction volumique de liquide devient donc :

$$\beta \frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot (\chi \vec{U} f) = 0 \quad (4.11)$$

avec comme développement

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{1}{\beta} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} (\chi_x u f) + \frac{\partial}{\partial y} (\chi_y v f) + \frac{\partial}{\partial z} (\chi_z w f) \right\} = 0 \quad (4.12)$$

La fraction de liquide de l'équation 4.11 est donnée par :

$$f = \frac{\text{volume de liquide dans la cellule}}{\text{volume total ouvert}} = \frac{V_f}{\delta x \delta y \delta z \beta} \quad (4.13)$$

4.4.1.1 Algorithme de la méthode

Les équations précédentes sont résolues en utilisant la méthode des volumes finis détaillée dans Fluent-Inc (2006) avec un maillage non collocatif où les variables scalaires (pression, température, densité, concentration, ...) sont calculées au centre des cellules alors que la vitesse et la quantité de mouvement sont calculées au centre des faces comme le montre la figure 4.5. En ce qui concerne la discrétisation spatiale et temporelle des équations 4.7, 4.8, 4.9 et 4.10 qui n'est pas présentée ici, elle est largement détaillée dans Flow-Science-Inc (2012).

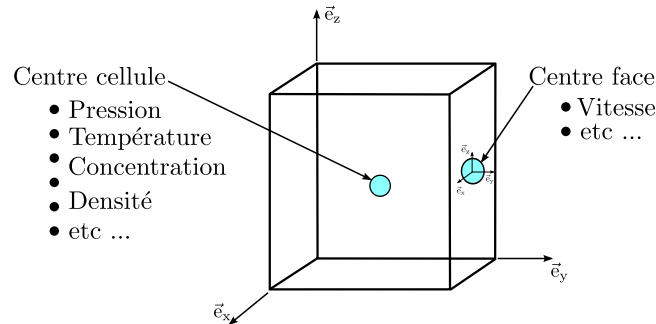


Figure 4.5: Illustration du calcul dans un maillage non collocatif.

L'algorithme comprend les séquences suivantes :

1. Initialiser le champ de pression (pression au pas de temps précédent). Au début de la simulation à $t = 0$ s, il s'agit des pressions fixées dans les conditions initiales, d'où leur importance ;
2. Calculer les trois composantes de la vitesse dans l'équation de quantité mouvement ;
3. Résoudre l'équation de Poisson résultant de l'équation de continuité pour prendre en compte les variations des pressions et vitesses dans le domaine de calcul ;
4. Corriger les vitesses et les pressions dont les valeurs ne satisfont pas l'équation de continuité ;

5. Répéter les étapes 3 et 4 jusqu'à atteindre la convergence ;
6. Calculer les nouveaux paramètres à partir des vitesses de la dernière itération (vitesses corrigées) ;
7. Aller au pas de temps suivant. La figure 4.6 résume les différentes étapes.

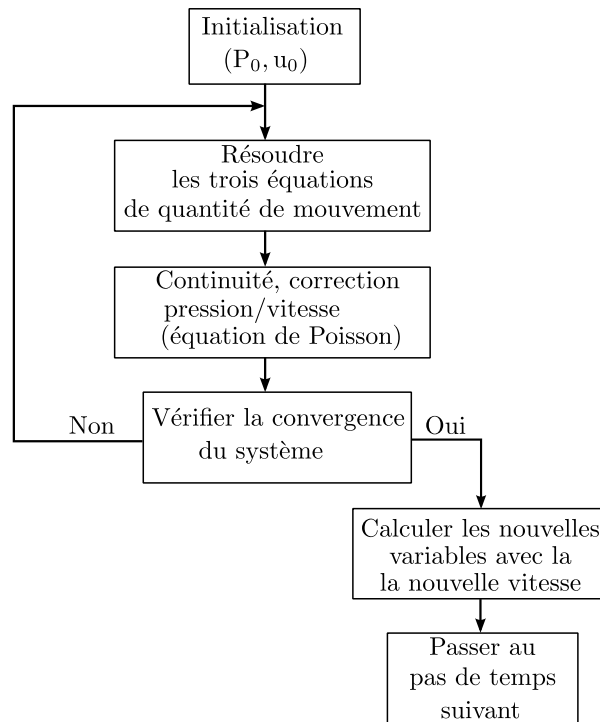


Figure 4.6: Algorithme de résolution pour un maillage non collocatif.

4.4.1.2 Couplage pression/vitesse

Dans la plupart des phénomènes physiques en mécanique des fluides, les paramètres pression et vitesse sont fortement couplés. Dans les équations de Naviers Stokes, les équations de continuité et de quantité de mouvement sont résolues séparément. Du fait des variations temporelle et spatiale de la pression et la vitesse, il arrive souvent au cours des simulations que la vitesse calculée dans l'équation de continuité ne satisfasse pas l'équation de quantité de mouvement. Une correction s'avère donc nécessaire. Dans ce cas, l'équation de continuité est utilisée pour résoudre la pression. Or dans les équations de Naviers Stokes la pression n'apparaît pas dans l'équation de continuité. Un couplage pression/vitesse est nécessaire pour les prendre en compte simultanément. Celui-ci permet de corriger le champ de vitesse pour qu'il satisfasse l'équation de quantité de mouvement. Ceci est réalisé en résolvant l'équation de Poisson résultante de l'équation de continuité. Trois méthodes sont souvent utilisées :

- Le *SIMPLE* : *Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations* (Patankar & Spalding, 1972) ;
- Le *SIMPLEC* : *Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations Consistent* (Van Doormaal & Raithby, 1984) ;
- Le *PISO* : *Pressure-Implicit with Splitting of Operators*. (Issa, 1986).

Nous ne décrivons pas ces trois méthodes, le lecteur pouvant se référer aux références citées. Bien que le *PISO* soit plus précis comme méthode, dans le cas présent le *SIMPLEC* qui est une amélioration du *SIMPLE* a été utilisé. Celui-ci a l'avantage de converger plus facilement et est adapté aux écoulements où les pas d'espace et de temps sont faibles ce qui n'est pas le cas du *PISO*. En effet dans ce cas, le temps de simulation augmente significativement du fait d'un nombre élevé d'itération pour atteindre la convergence à cause de l'opérateur Split inclus dans la méthode.

4.4.2 Prise en compte des forces de tension de surface

Introduit par Brackbill *et al.* (1992), le *CSF* (*Continuum Surface Force*) a été utilisé pour rendre compte des forces de tension de surface à l'interface. La méthode consiste à modéliser l'interface avec une fonction continue autour de l'interface contrairement aux autres méthodes qui la considère comme une condition limite. Cela augmente la robustesse et surtout la stabilité du système dans la mesure où le saut de pression n'est plus traité comme une discontinuité mais comme une continuité avec une région de transition entre les deux phases d'épaisseur inférieur au rayon de courbure (Fig.4.7).

A l'interface, la force de tension de surface résulte de la différence de pression entre les deux phases entourant l'interface. Les conditions aux limites normale et tangentielle à l'interface sont données respectivement par les équations 4.14 et 4.15.

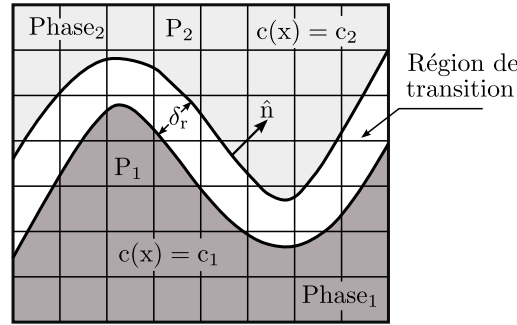
$$P_1 - P_2 + \sigma k = 2\mu_1 \hat{n}_k \left[\frac{\partial u_k}{\partial n} \right]_1 - 2\mu_2 \hat{n}_k \left[\frac{\partial u_k}{\partial n} \right]_2 \quad (4.14)$$

$$\mu_2 \left[\hat{t} \frac{\partial u_i}{\partial n} + \hat{n}_k \frac{\partial u_k}{\partial S} \right]_2 - \mu_1 \left[\hat{t} \frac{\partial u_i}{\partial n} + \hat{n}_k \frac{\partial u_k}{\partial S} \right]_1 = \frac{\partial \sigma}{\partial S} \quad (4.15)$$

Dans ces équations, P_1 et P_2 indiquent la pression dans les deux phases, σ le coefficient de tension de surface, k est la courbure locale, μ_1 et μ_2 désignent respectivement la viscosité de phase 1 et la viscosité de la phase 2, \hat{n} est le vecteur unitaire normal à l'interface et \hat{t} le vecteur unitaire tangentiel à l'interface. $\partial\sigma/\partial S$ représente la variation de tension de surface entraînant un mouvement de liquide des zones à faible tension de surface vers les zones à forte tension de surface.

Étant donné que l'approche « one fluid » est appliquée ici, cela signifie que la courbure est imposée uniquement par une seule phase que nous appellerons phase 1. L'ensemble des variables relatives à la phase 2 sont donc assignées à zéro dans les équations 4.14 et 4.15.

La force de tension de surface F_s est la résultante de deux forces : une force de tension de surface normale à l'interface $F_{s_{\hat{n}}}$ et une force de tension de surface tangentielle à l'interface $F_{s_{\hat{t}}}$ (Eq.4.16) :

Figure 4.7: Illustration du modèle *CFS* (Brackbill *et al.*, 1992).

$$F_s = F_{s_{\hat{n}}} + F_{s_{\hat{t}}} \quad (4.16)$$

La tension de surface étant constante dans notre cas, la composante tangentielle est nulle car le terme $F_{s_{\hat{t}}}$ vaut zéro. D'où l'équation 4.17 :

$$F_s = F_{s_{\hat{n}}} = \sigma k \hat{n} \quad (4.17)$$

La courbure k est donnée par la relation suivante.

$$k = \frac{1}{|n|} \left(\frac{n}{|n|} |n| - \nabla \cdot n \right) \quad (4.18)$$

Des instabilités liées à cette méthode apparaissent du fait de la transformation de la force surfacique F_s en une force volumique F_v . En effet pour assurer la continuité dans la région de transition avec une force de tension de surface correcte et pour satisfaire le méthode *VOF* dont les termes sont volumiques, Brackbill *et al.* (1992) transforment cette force surfacique en force volumique.

$$\lim_{\delta_r \rightarrow 0} \int_{\Delta V} F_v(x) dV = \int_{\Delta A} \sigma k(x) \hat{n}(x) dA \quad (4.19)$$

En utilisant le théorème de Gauss, Brackbill *et al.* (1992) réduisent l'équation 4.19 à

$$F_v(x) = \sigma k \frac{\Delta \bar{c}_v(x)}{[c_v]} \quad (4.20)$$

δ_r représente l'épaisseur de la région de transition (Fig.4.7), \bar{c}_v représente la quantité à suivre d'une phase à l'autre permettant de caractériser l'interface⁴ et $[c_v] = c_{v1} + c_{v2}$. 1, 2 indiquent chacune des phases. Dans la plupart des implémentations numériques, \bar{c}_v représente le plus souvent la densité et l'équation 4.20 prend la forme suivante :

$$F_v(x) = \sigma k \frac{\Delta \rho(x) \rho(x)}{[\rho] \bar{\rho}} \quad (4.21)$$

$\bar{\rho}$ est la densité moyenne donnée par $\bar{\rho} = \frac{1}{2} (\rho_1 + \rho_2)$.

⁴Dans différentes publications ce terme est connu sous l'appellation de fonction de couleur.

4.4.3 Prise en compte des forces d'adhésion

Le *CFS* permet aussi de rendre compte des forces d'adhésion traduisant le comportement de l'équilibre entre le liquide et le solide. Cette force permet de mieux prendre en compte la courbure proche de la paroi. En effet au lieu de définir une position fixe du fluide proche de la paroi, la force d'adhésion grâce à l'angle de contact d'équilibre⁵ permet d'approcher de façon plus réaliste la courbure et donc la position de l'interface, par approximation de la pression proche de la paroi. La force d'adhésion est donnée par :

$$\hat{n} = \hat{n}_p \cos \theta_{app} + \hat{t}_p \sin \theta_{app} \quad (4.22)$$

où \hat{n} est le vecteur unitaire normal à l'interface, \hat{n}_p le vecteur normal à la paroi et \hat{t}_p le vecteur unitaire tangent à la paroi (Fig.4.8).

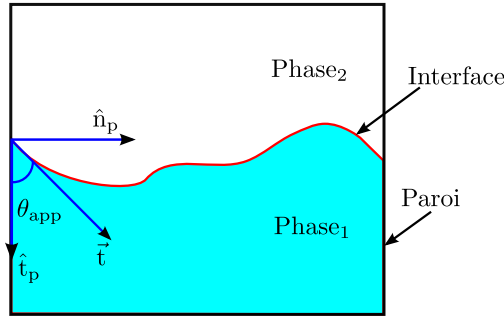


Figure 4.8: Description de la prise en compte des forces d'adhésion.

4.4.4 Analyse de la stabilité

Dans toute simulation numérique, il est important d'assurer la stabilité du système afin que la solution ne diverge pas et soit réaliste. Pour assurer cette stabilité, certaines conditions doivent être satisfaites entre les différents paramètres de l'écoulement, le champ de vitesse, le pas de temps et la taille des mailles utilisées.

4.4.4.1 Condition de stabilité pour l'interface

Au niveau du modèle « volume of fluid », qu'on soit en explicite ou en implicite, l'advection de l'équation 4.1 ne doit pas se faire dans plus d'une cellule à la fois. En d'autres termes, la distante Δ parcourue par le fluide pour un pas de temps δt doit être inférieure à la plus petite taille de maille dans la direction considérée de propagation du champs de vitesse. Cette condition est formulée mathématiquement par le *CFL* (Courant-Friedrichs-Lewy) à travers l'équation 4.23.

$$\delta t < \min \frac{\delta x_i}{u_i} \quad (4.23)$$

⁵L'angle de contact dépend non seulement des propriétés du fluide, mais aussi de la géométrie et de l'état de surface du matériaux.

La condition de stabilité globale s'écrit :

$$\delta t < CON \min \left\{ \frac{\delta x_i}{|u|}, \frac{\delta y_j}{|v|}, \frac{\delta z_k}{|w|} \right\} \quad (4.24)$$

Ici *CON* est un facteur de sécurité qu'on peut imposer et dans le cas actuel, *CON* représente le *CFL*.

Lorsque la condition de stabilité de l'équation 4.24 n'est plus vérifiée, le code ajuste automatiquement le pas de temps pour satisfaire la stabilité. Dans le cas présent, la difficulté réside dans la préservation de la stabilité quand les conditions d'écoulement des cellules proches des parois deviennent sévères. En effet, dans les cellules avec une grande porosité surfacique et une quantité faible de fluide inférieure à 1 % de la surface ouverte, l'écoulement s'accélère rapidement, ce qui diminue drastiquement le pas de temps. Cela se traduit par un temps de simulation conséquent et une mauvaise advection de la fraction de liquide et par conséquent d'une mauvaise reconstitution de l'interface.

4.4.4.2 Stabilité de l'équation de quantité de mouvement

Le critère de stabilité de l'équation de quantité de mouvement prévient la diffusion numérique du champ de vitesse. Ceci revient à ce que la solution à chaque itération ne diffuse pas dans plus d'une cellule à la fois. L'expression numérique de ce critère est donnée par l'équation 4.25.

$$\delta t < \frac{1}{2\nu} \frac{\delta x_i^2 \cdot \delta y_j^2}{\delta x_i^2 + \delta y_j^2} \quad (4.25)$$

ν représente la viscosité cinématique.

4.4.4.3 Stabilité de l'équation de la tension de surface

Le critère de stabilité de la tension de surface permet de pallier aux instabilités introduites par son équation dans le modèle. Il impose à ce que le pas de temps soit suffisamment petit pour prendre en compte l'onde capillaire qui se développe au cours des simulations. Cette condition s'applique uniquement lors d'un traitement explicite de la tension de surface.

$$\delta t < \left[\frac{\bar{\rho} (\delta x_i^3)}{2\pi\sigma} \right]^{1/2} \quad (4.26)$$

Dans cette équation, il est à remarquer que le pas de temps diminue rapidement avec la terme $\delta x_i^{3/2}$. Un traitement implicite de l'équation de tension de surface est recommandé pour pallier à ce problème.

4.4.4.4 Conditions aux limites

Compte tenu de la puissance de calcul disponible et qu'il faut limiter les temps de calcul à des valeurs raisonnables, il est difficile de simuler dans la plupart des cas, l'ensemble du domaine correspondant à l'expérience. Les conditions aux limites permettent de limiter le domaine et de lui donner une suite logique par projection, cela peut être un plan de symétrie, une paroi, une

sortie d'écoulement etc. Les conditions aux limites imposées doivent être réalistes, c'est-à-dire respecter la physique réelle afin de reproduire au mieux cette réalité. Elles sont données par :

- A l'**entrée** du domaine ($x = 0$), la vitesse u dans le sens de l'écoulement est fixée. Les vitesses v et w sont nulles ;
- En **sortie** du domaine, il est estimé que l'ensemble des gradients (pression et vitesse) est nul. Cela se traduit par :

$$\nabla \cdot \vec{U} = \nabla P = 0 \quad (4.27)$$

- Au niveau de la **paroi**, la condition de non glissement est retenue assurant une vitesse normale et tangentielle nulles ;

$$\nabla \cdot \vec{U} \Big|_p = 0 \quad (4.28)$$

La courbure est prise en compte à travers l'équation 4.22 où les forces d'adhésion dépendent de l'angle de contact capillaire apparent ;

- A l'**interface** l'équation 4.14 représente la condition à la limite, où la courbure dépend uniquement de la différence de pressions entre les deux phases.

4.5 Validation du modèle

4.5.1 Description du test expérimental de validation

Le protocole expérimental est identique à celui décrit dans le chapitre précédent. Les moyens d'essais sont les mêmes à la différence que la largeur du canal est réduite à $l_c = 3$ mm au moyen des deux plaques mobiles. La longueur de la grille L_g quant à elle est égale à 5 mm. L'ensemble est fixé sur la table motorisée du microscope. L'acquisition est faite avec un pas longitudinal $\delta x = 10 \mu\text{m}$ et un pas transversal de $\delta y = 10 \mu\text{m}$. Le profil des ménisques est observé juste à la sortie de la plaque de fermeture.

4.5.1.1 Choix de la vitesse d'écoulement

Il a été remarqué dans le chapitre 3 que pour de faibles vitesses u_0 , inférieures à environ $0,17 \text{ m.s}^{-1}$, les ménisques présentent des instabilités. En effet ceux-ci oscillent de façon permanente et indépendamment de la position de mesure (PS_1 , PS_2 ou PS_3). Cette observation nous a donc poussé à choisir une vitesse supérieure à $0,2 \text{ m.s}^{-1}$ pour prévenir tout risque d'oscillation expérimentale des ménisques. La vitesse d'écoulement a été fixée à $0,25 \text{ m.s}^{-1}$. Cette vitesse correspond à un débit de 200 L.h^{-1} , qui est le débit moyen par plaque utilisé sur le banc réel d'absorption.

4.5.1.2 Choix du fluide

Le choix du fluide a été guidé par un souci de simplicité et aussi pour ne pas dépasser la capacité du réservoir amont à supporter la perte de charge occasionnée par l'écoulement étant donné que la largeur du canal a été réduite en vue de limiter le temps de simulation (voir la section 4.5.1). De ce fait, le bromure de lithium a été écarté en faveur de l'eau. Ceci est d'autant plus justifié que la forme des ménisques est la même avec l'eau et avec la solution de bromure de lithium.

4.5.1.3 Choix de la grille

Il a été précisé dans le chapitre 3 que la grille *PET* se déformait sous l'action des forces de pression imposées par l'écoulement, donnant lieu à un nouvel équilibre qui participe à la forme finale des ménisques. Ce phénomène n'est pas pris en compte numériquement. De plus du fait de la perte de signal proche des fils, il est impossible d'estimer l'angle de contact capillaire, paramètre important pour la simulation numérique. Ces deux raisons nous ont poussés à chercher une autre grille, avec un matériau différent et de même configuration géométrique, capable de donner satisfaction sur les deux points précédemment évoqués. Une grille en acier inoxydable que nous appellerons grille *INOX* a été utilisée. Celle-ci, est plus mouillante que la grille *PET* et présente la même configuration décrite sur la figure 3.3.

Les fils ont un diamètre d_w de 160 μm . L'espacement entre deux fils adjacents L_w est de 530 μm . La maille de forme carrée a une longueur L_m de 690 μm avec un pourcentage de vide ε d'environ 60 %.

Le test sur l'écartement de la grille effectué avec de l'eau et sur les trois positions pour deux vitesses différentes, montrent que la grille *INOX* ne se déforme pas quelque soit la position et le nombre de Reynolds (Fig.4.9). En effet l'écartement absolu ($h_g - h_{g_{ref}}$) oscille autour de zéro avec un écart absolu ne dépassant pas 10 μm en valeur absolue. L'écartement moyen est maintenu à zéro traduisant que la hauteur de la grille ne change pas quelque soit le nombre de Reynolds et la position de la grille. L'écartement moyen est respectivement de 0.2 μm , -0.6 μm et -1 μm en position PS_1 , PS_2 et PS_3 pour un nombre de Reynolds de 358 (Fig.4.9(b)) et 1 μm , 0,3 μm et 0,05 μm respectivement en position PS_1 , PS_2 et PS_3 pour un nombre de Reynolds de 459 (Fig.4.9(a)).

De plus le ménisque présente la même forme générale que celle obtenue avec la grille *PET* (Fig.4.10(b)) où la géométrie a une grande influence sur le ménisque qui est la résultante des interactions entre les forces d'inertie, les forces de tension de surface et la géométrie. Celui-ci présente deux courbures proches des fils et une seule courbure au centre comme le montre la figure 4.10(c). Cette figure montre aussi qu'il est possible d'estimer l'angle de contact grâce à la visualisation fine de la zone de contact fluide/solide avec la microscopie confocale (Fig.4.10(a)).

4.5.2 Extrapolation de l'angle de contact

Comme mentionné dans la section 4.4.3 la prise en compte de la courbure proche des fils est effectuée en calculant la force d'adhésion fluide/solide (Eq.4.22) où les forces tangentielle et normale sont fonctions de l'angle de contact apparent θ_{app} . Il est donc important de connaître cet angle de contact, afin de donner au logiciel un angle de contact réaliste.

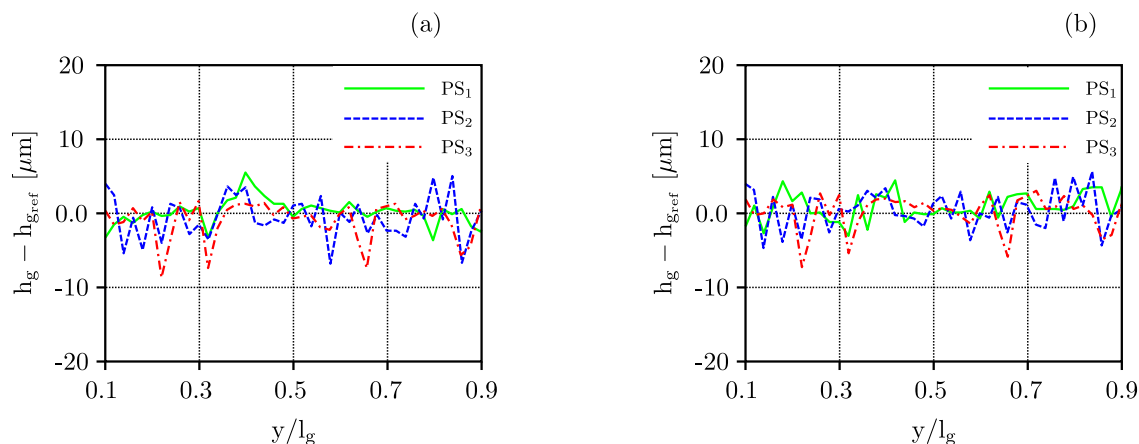


Figure 4.9: Écartement de la grille pour une grille INOX : (a) $Re_{D_h} = 459$, (b) $Re_{D_h} = 358$.

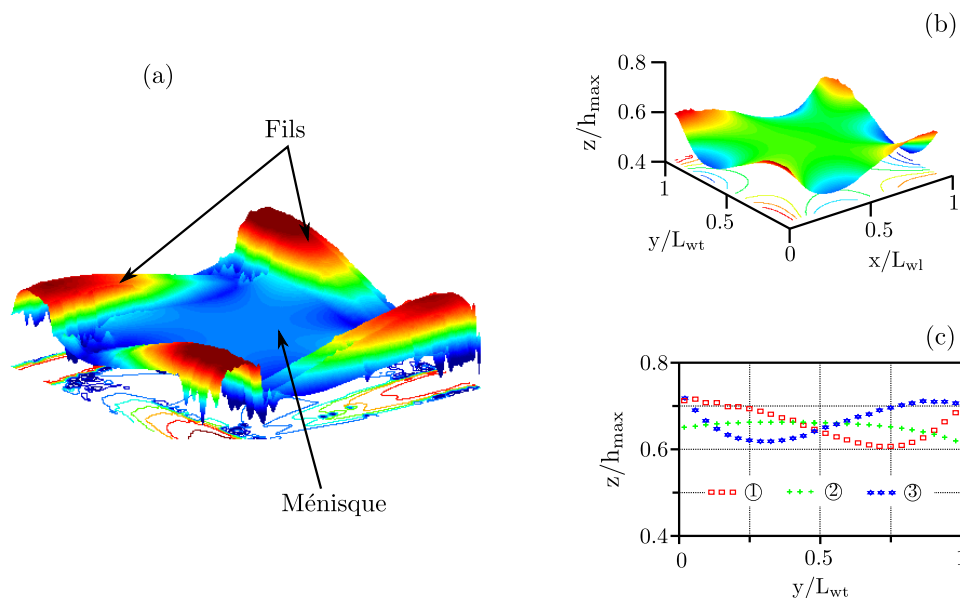


Figure 4.10: Évolution du profil du ménisque pour une grille *INOX* : (a) Profil avec les fils, (b) Profil 3D sans fils et (c) Évolution des profils pour différentes position suivant \vec{e}_x . ① - $x/L_{wt} = 0$, ② - $x/L_{wt} = 0,5$, ③ - $x/L_{wt} = 1$.

La mesure de l'angle de contact a été faite dans la configuration décrite dans la section 4.5.1 où la longueur de la grille est de 5 mm. Le principe consiste à partir des données issues de la microscopie confocale, à extraire pour chaque ménisque, différents profils (X1, X2, X3 ...) suivant l'axe longitudinal \vec{e}_x ou suivant l'axe transversal \vec{e}_y où la position de la ligne triple est exactement identifiée (Fig.4.11(a)). Pour chaque profil, une estimation du rayon de courbure du fil est effectuée. Cette estimation est faite en minimisant l'erreur entre les valeurs numériques obtenues avec le diamètre de fil réel ($160 \mu\text{m}$) et les valeurs obtenues par microscopie confocale

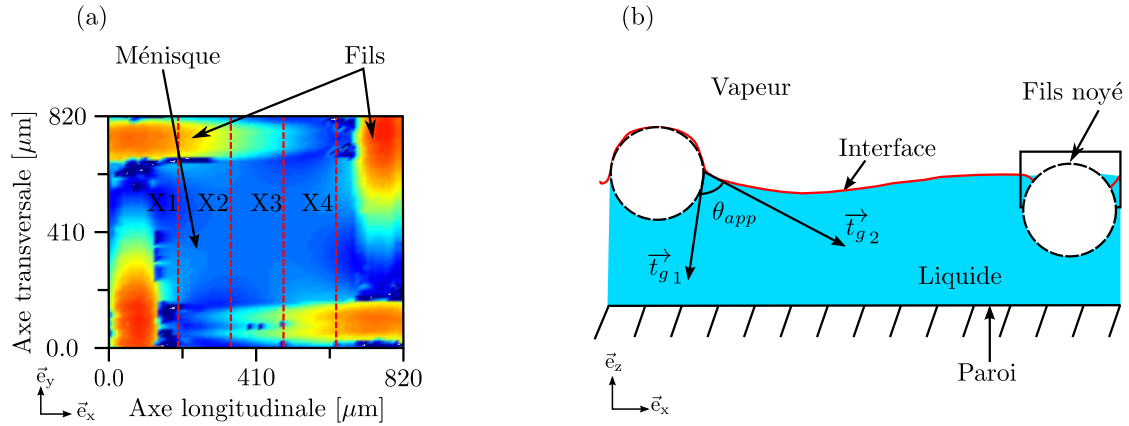


Figure 4.11: Principe d'extrapolation de l'angle de contact : (a) Extraction des profils, (b) Estimation de l'angle de contact apparent.

(Fig.4.11(b)), méthode utilisée par Lips (2009). L'angle de contact apparent θ_{app} , est obtenu en traçant deux tangentes : \vec{tg}_1 à l'interface liquide/solide et \vec{tg}_2 à l'interface liquide/vapeur.

La figure 4.12 montre un « pinning » de l'angle de contact avec un angle de contact variant entre 70° et 85° respectivement pour la position haute et la position basse du fil. Ce « pinning » peut être expliqué par l'inclinaison des fils qui présentent un angle d'environ 13° , estimé approximativement par $\tan^{-1}(d_w/L_w)$, comme le montre la figure 4.12. Cette inclinaison induit des surfaces mouillées différentes suivant la position du fil (Lanrenceau *et al.*, 2009; Carrol, 1976, 1984). A cela s'ajoute la forme particulière des mailles.

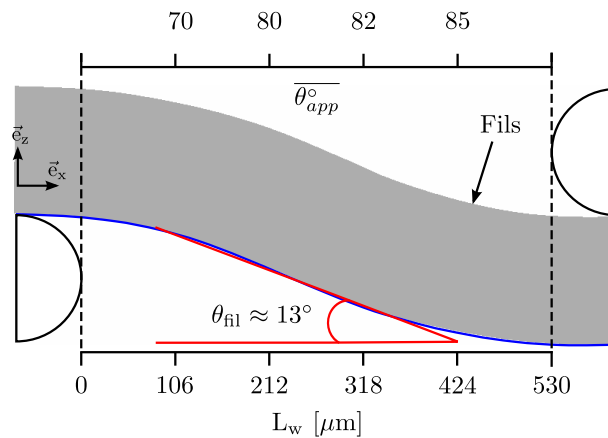


Figure 4.12: Évolution moyen de l'angle de contact suivant la direction du fil pour différentes positions.

La valeur moyenne statistique de l'angle de contact est donnée par :

$$\overline{\theta_{app}} = \sum \theta_{app}(n)/N$$

où N est le nombre de valeurs. L'estimation donne une valeur $\overline{\theta_{app}}$ égale à 80° . C'est donc cette valeur qui sera utilisée dans l'équation 4.22 pour prendre en compte les forces d'adhésion fluide/structure au niveau des simulations numériques en remplaçant θ_{app} par $\overline{\theta_{app}}$.

$$\hat{n} = \hat{n}_w \cos \overline{\theta_{app}} + \hat{t}_w \sin \overline{\theta_{app}} \quad (4.29)$$

4.5.3 Simulation numérique

4.5.3.1 Description du domaine simulé

Le domaine simulé est semblable à celui décrit expérimentalement à la différence qu'il n'y a pas de réservoirs amont et aval car ils sont pris en compte dans les conditions aux limites à l'entrée et à la sortie du domaine de simulation. Le domaine simulé montré par la figure 4.13 peut être décomposé en trois parties :

- **Partie 1** : La plaque de fermeture amont de 10 mm de long, qui est suffisante pour établir un profil de vitesse parabolique ;
- **Partie 2** : Elle contient la géométrie (grille tissée) de longueur L_g égale à 5 mm. C'est la partie sensible du domaine de simulation ;
- **Partie 3** : Il s'agit d'un canal ouvert de 8 mm de long pour laisser l'écoulement se stabiliser en sortie de la grille.

La longueur L_c et la largeur l_c du canal sont respectivement de 28 mm et 3 mm. La hauteur du canal h_c est égale à 1 mm. Quant à la grille, sa largeur l_g est égale à celle du canal et sa hauteur h_g est de $320 \mu\text{m}$, soit deux fois le diamètre du fil.

4.5.3.2 Hypothèses retenues

Nous utilisons ici un modèle « one fluid ». Dans ce cas, il est supposé que :

- La densité et la viscosité de la phase vapeur sont négligeables devant celle du liquide ;
- La pression dans la phase vapeur est constante et uniforme ;
- Par ailleurs, l'ensemble formé par le banc d'essais et le microscope est incliné d'un angle d'environ 10° par rapport à l'horizontal, ce qui donne deux composantes de gravité : \vec{g}_x dans le sens longitudinal et \vec{g}_z normal à l'écoulement comme le montre la figure 4.14. A partir du calcul du nombre de Bond ($B_o = \frac{\rho g_x h^2}{\sigma}$) qui est inférieur à 1 ($B_o \approx 0,1$) et du nombre de Froude ($Fr = \frac{u_{max}}{\sqrt{g_x L_c}}$) qui est supérieur à 1 ($Fr \approx 2$), les deux composantes de gravité \vec{g}_z et \vec{g}_x ont été négligées respectivement devant les forces de tension de surface et les forces d'inertie. Dans les expressions précédentes, h représente la hauteur du canal et u_{max} la vitesse maximale du fluide.

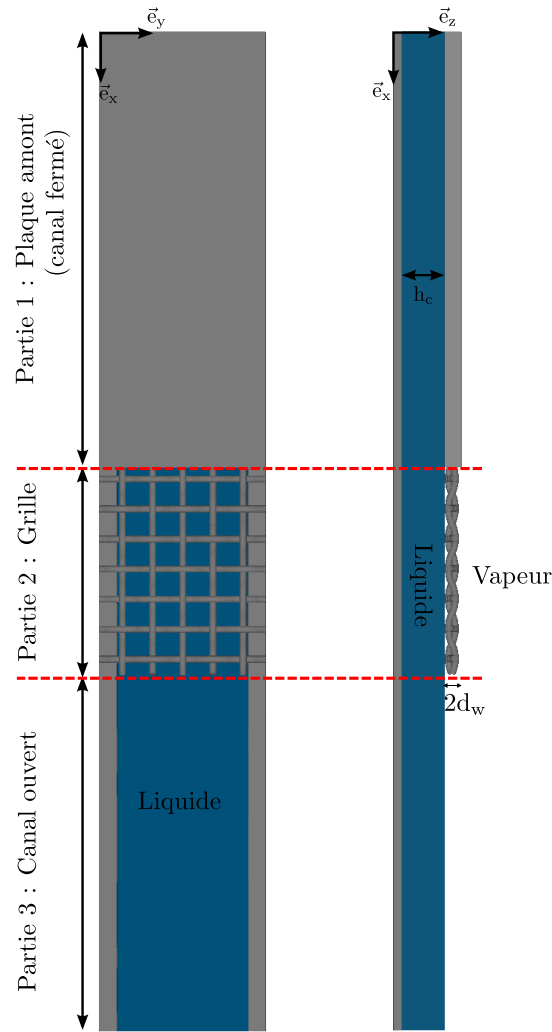


Figure 4.13: Description du domaine de simulation.

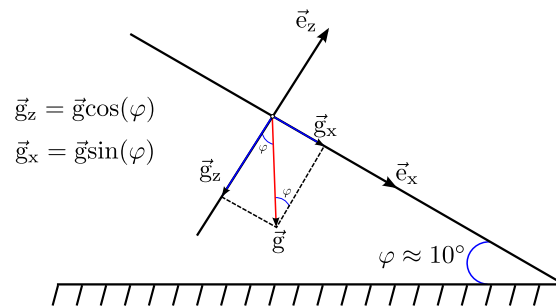


Figure 4.14: Description d'une particule soumise à un champs de pesanteur sur un plan incliné.

4.5.3.3 Schéma numérique

Cette section consiste à synthétiser l'ensemble des modèles et des méthodes de calcul utilisés pour simuler l'écoulement d'eau confiné par la grille.

Ainsi, l'équation de conservation de la fraction de liquide (Eq.4.11) est résolue en utilisant un schéma lagrangien implicite de premier ordre en précision (Hyman, 1984; Barkudharov, 2004). L'interface est reconstruite en utilisant le *PLIC* (Piecewise Linear Interface Calculation) (Youngs, 1982). Le contact fluide/structure est pris en compte à travers l'équation 4.22 où les forces d'adhésion sont fonction de l'angle de contact statique moyen $\overline{\theta_{app}}$ égale à 80° . Le traitement de l'équation de quantité de mouvement est implicite, et le modèle de tension de surface (Brackbill *et al.*, 1992) est résolu aussi implicitement pour éviter le problème de limitation de temps de calcul. Le *SIMPLEC* est utilisé pour la prise en compte du couplage pression/vitesse.

Une première simulation a été réalisée avec un maillage grossier dans l'optique d'augmenter la convergence du système et d'atteindre rapidement le régime stationnaire dans un délai de temps raisonnable. Le temps de simulation est égal à 1 s correspondant à 10 fois le temps de séjour moyen d'une particule. La seconde simulation est faite à partir du temps final de la première avec un maillage fin et un pas de temps 100 fois plus petit que celui de la première simulation. Le temps de simulation est de 2 ms, correspondant au temps de traversée d'un ménisque par la particule. Cette seconde simulation est une interpolation linéaire de la première simulation et ne nécessite pas un temps de calcul conséquent. Pour chaque simulation, le pas de temps est géré directement par le logiciel qui l'augmente ou le diminue en fonction des paramètres de l'écoulement et des conditions de stabilité préalablement fixées.

4.5.3.4 Maillage

Dans chaque simulation, que se soit pour un maillage grossier ou pour un maillage fin, un maillage uniforme (avec une taille de maille $\delta x, \delta y$ et δz identique) dans les trois directions est utilisé dans la partie 2 contenant la grille. Dans les deux autres parties, une taille de maille non uniforme est utilisée dans la direction de l'écoulement \vec{e}_x . Dans les deux autres directions \vec{e}_y et \vec{e}_z un maillage uniforme est utilisé avec une taille de maille égale à la plus petite taille de maille utilisée dans la direction \vec{e}_x . Le tableau 4.1 résume l'ensemble des caractéristiques du maillage où *AR* désigne le rapport d'aspect du maillage.

4.5.3.5 Initialisation

À $t = 0$ s, la hauteur z du ménisque est fixée à la hauteur du canal h_c égale à 1 mm. La vitesse d'écoulement est fixée à $0,25 \text{ m.s}^{-1}$. La pression du liquide est fixée à la pression atmosphérique (10^5 Pa). Les pas de temps minimal et maximal sont fixés respectivement à $\delta t_{min} = 10^{-9} \text{ s}$ et $\delta t_{max} = 10^{-4} \text{ s}$. Les paramètres de la simulation sont résumés dans le tableau 4.2.

4.5.3.6 Vérification de la convergence du système

La vérification de la convergence de la simulation est faite à travers le suivi de deux paramètres au cours du temps : le volume de liquide V_f dans le domaine de simulation et l'énergie cinétique du fluide E_f .

Table 4.1: Caractéristique du maillage suivante \vec{e}_x

Première simulation				
Partie	δx_{min} (μm)	δx_{max} (μm)	AR_{min}	AR_{max}
Partie 1	32	100	1	≈ 3.13
Partie 2	32	32	1	1
Partie 3	32	100	1	≈ 3.13
Seconde simulation				
Partie	δx_{min} (μm)	δx_{max} (μm)	AR_{min}	AR_{max}
Partie 1	10	40	1	4
Partie 2	10	10	1	1
Partie 3	10	20	1	2

Table 4.2: Paramètres de la simulation (eau à 25 °C)

ρ	1000	kg.m ³
μ	0,001	P.s
σ	0,072	N.m ⁻¹
$\overline{\theta_{app}}$	80°	
u_0	0,25	m.s ⁻¹
P_0	10 ⁵	Pa

Il apparaît à travers les figures 4.15(a) et (b) que la simulation converge rapidement et cela après un temps de simulation de 0,2 s correspondant à environ 2 fois le temps de séjour moyen des particules défini par l'équation 4.30. Ceci est relativement rapide et surtout permet de ne pas avoir un temps de simulation conséquent dans la seconde simulation où le nombre de maille est relativement élevé avec un pas de temps relativement petit en moyenne $\delta x_{max} \approx 10^{-7}$ s.

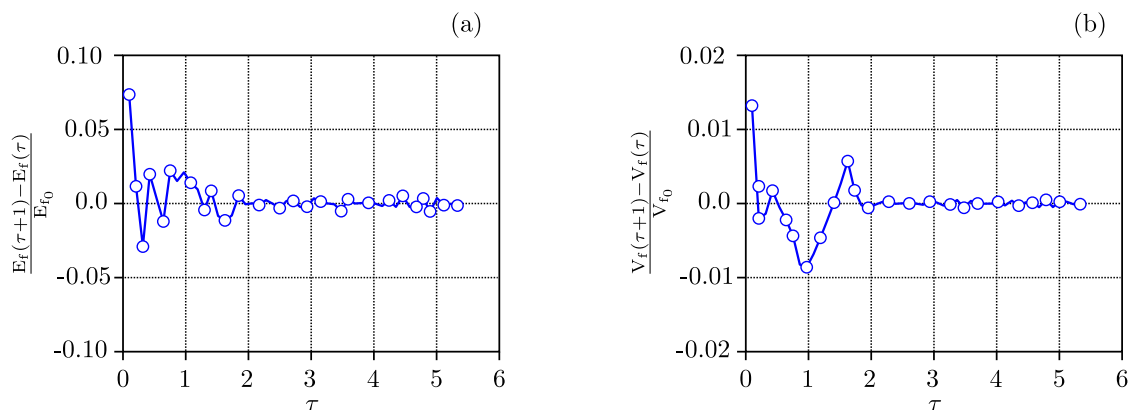


Figure 4.15: Convergence de la première simulation pour $t = 0,5$ s : (a) Évolution de l'énergie cinétique, (b) Évolution du volume du liquide.

$$\tau = \frac{u_0 t}{L_c} \quad (4.30)$$

Avec u_0 vitesse initiale du fluide à $t = 0$ s. Dans la figure 4.15, V_{f_0} et E_{f_0} désignent respectivement le volume du liquide et l'énergie cinétique du liquide à $t = 0$ s.

4.5.4 Confrontation expérience et simulation

Comme évoqué précédemment, les conditions expérimentales sont les mêmes que celles utilisées lors des simulations. La simulation a été effectuée avec une grille en acier inoxydable permettant d'estimer l'angle de contact capillaire. La figure 4.16 montre l'évolution tridimensionnelle du ménisque avec la géométrie. Cette figure montre que le modèle « volume of fluid » couplé au modèle *FAVOR*, alterne avec précision reconstruction de l'interface liquide/vapeur et reconstruction géométrique. Elle montre que la géométrie reconstruite est semblable à la géométrie réelle et que l'interface liquide/vapeur est influencée par cette dernière. Enfin elle montre que la partie basse du fil est complètement mouillée et noyée, ce qui a déjà été observé expérimentalement et montré au niveau de la figure 4.11(b).

La comparaison est faite en calculant la valeur absolue de l'erreur relative adimensionnelle h_{abs}^* en chaque point de coordonnées (i, j) , représentant la hauteur de la surface libre du liquide, entre données expérimentales et données numériques. h_{abs}^* est donnée par :

$$h_{abs}^*(i, j) = \frac{|z^{nu}(i, j) h_{max}^{ex} - z^{ex}(i, j) h_{max}^{nu}|}{h_{max}^{nu} h_{max}^{ex}} \quad (4.31)$$

avec z^{nu} et z^{ex} représentant respectivement les altitudes numérique et expérimentale du ménisque, h_{max}^{nu} l'altitude maximale numérique du ménisque et h_{max}^{ex} l'altitude maximale expérimentale du ménisque. i et j dénotent les indices respectivement dans la direction longitudinale \vec{e}_x et transversale \vec{e}_y .

Pour éviter les problèmes dus à la position de référence expérimentale de la grille h_{g_0} qui n'est pas exactement connue, car la grille n'est pas exactement positionnée à 1 mm (hauteur

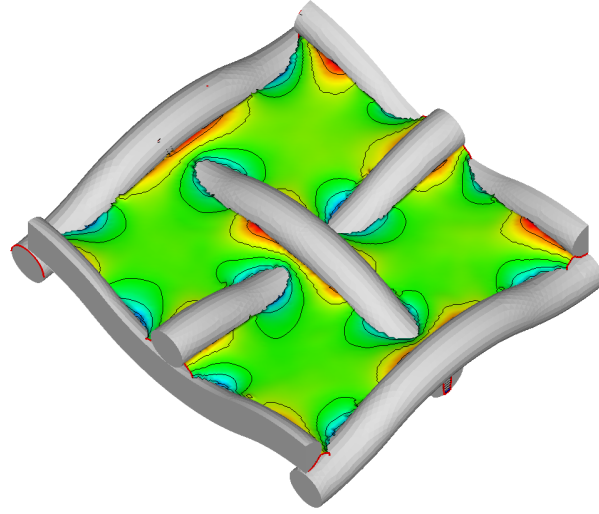


Figure 4.16: Évolution numérique du ménisque avec la géométrie

du canal) comme le montre la figure 4.17, h_{max}^{nu} et h_{max}^{ex} de l'équation 4.31 sont pris comme étant la hauteur maximale du fil entourant le ménisque. Dans ce cas, $h_{max}^{nu} = 2d_w$ et h_{max}^{ex} sera fonction de la position du ménisque dans la mesure où cette hauteur est différente d'un ménisque à un autre.

Le problème se posant pour cette méthode est que les quatre sommets des fils expérimentalement doivent être positionnés dans le même plan comme c'est le cas numériquement afin de ne pas donner plus de poids à un sommet qu'à un autre et risquer d'avoir une mauvaise comparaison des résultats où l'erreur absolue atteint localement 30 %. Une mise au plan des quatre sommets du fil entourant le ménisque expérimental est donc nécessaire.

Elle consiste à partir des données expérimentales, à régresser l'équation du plan (P) normale passant par les quatre sommets A' , B' , C' et D' de coordonnées respectives (x'_A, y'_A, z'_A) , (x'_B, y'_B, z'_B) , (x'_C, y'_C, z'_C) et (x'_D, y'_D, z'_D) (Voir schéma explicatif dans l'annexe C). L'équation du plan (P) pour tout réel $k^* \in \mathbb{R}$ est donnée par :

$$k^*(ax_n + by_n + cz_n + d) = 0 \quad (4.32)$$

avec k , a , b , c et d les coefficients à déterminer et x , y et z les coordonnées d'un point appartenant au plan. L'indice n indique le nombre de points n (avec $n = 1, 2, 3, 4$).

Cela revient donc à minimiser la distance totale donnée par la relation 4.33 :

$$\sqrt{\|\vec{AA'}\|^2 + \|\vec{BB'}\|^2 + \|\vec{CC'}\|^2 + \|\vec{DD'}\|^2} \quad (4.33)$$

où A , B , C et D sont les projections orthogonales de A' , B' , C' et D' dans le plan (P) . L'altitude dans le nouveau plan (P) est donnée par :

$$z^{ex'} = z^{ex} - z \quad (4.34)$$

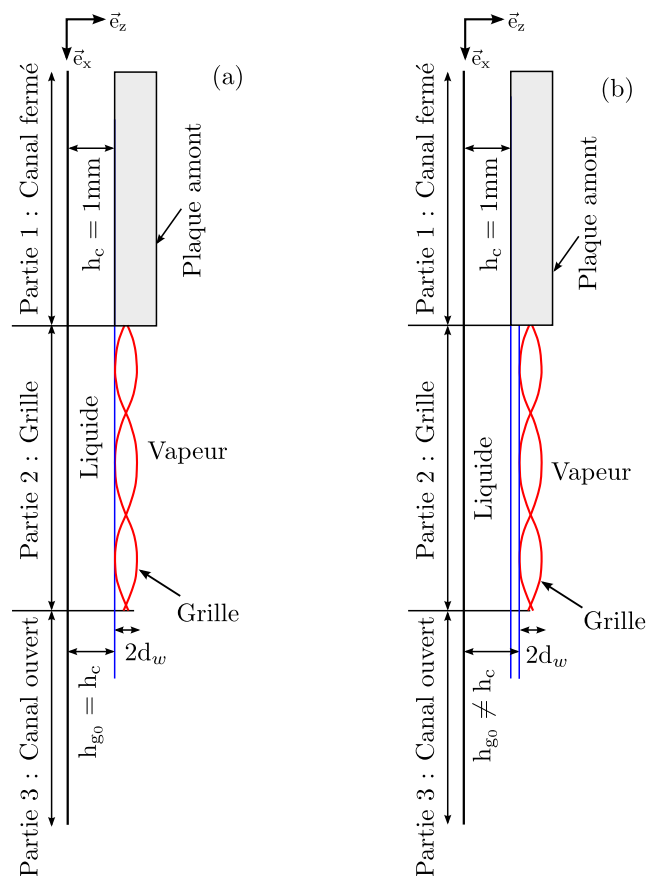


Figure 4.17: Position de référence de la grille : (a) cas de la simulation , (b) cas expérimental.

avec z défini par :

$$z = -\frac{a_{opt}x}{c_{opt}} - \frac{b_{opt}y}{c_{opt}} - \frac{d_{opt}}{c_{opt}} \quad (4.35)$$

d'où l'équation 4.31 devient :

$$h_{abs}^*(i, j) = \frac{\left| z^{nu}(i, j) h_{m_{max}}^{ex'} - z^{ex'}(i, j) h_{m_{max}}^{nu} \right|}{h_{m_{max}}^{nu} h_{m_{max}}^{ex'}} \quad (4.36)$$

avec a_{opt} , b_{opt} , c_{opt} et d_{opt} sont des coefficients optimisés, et $z^{ex'}$ hauteur du ménisque dans le plan (P) . L'ensemble de la description précédente est détaillée dans l'annexe C.

Dans cette partie, trois ménisques seront comparés en différentes positions : proche de l'entrée PS_1 , au centre PS_2 et proche de la sortie PS_3 suivant l'axe \vec{e}_x . Le tableau 4.3 résume les différents coefficients adimensionnels (a_{opt} , b_{opt} , c_{opt} et d_{opt}) obtenus ainsi que les pentes tg_x et tg_y suivant les deux directions \vec{e}_x et \vec{e}_y .

Table 4.3: Synthèse des paramètres optimaux et déviation observée

Position	a_{opt}	b_{opt}	c_{opt}	d_{opt}	tg_x	tg_y
PS_1	$-7,806 \times 10^{-3}$	$2,399 \times 10^{-3}$	1	$-2,571 \times 10^{-4}$	$0,137^\circ$	$0,447^\circ$
PS_2	$8,679 \times 10^{-3}$	$1,659 \times 10^{-3}$	1	$-2,997 \times 10^{-4}$	$0,095^\circ$	$0,497^\circ$
PS_3	$2,079 \times 10^{-2}$	$-5,777 \times 10^{-3}$	1	$-3,024 \times 10^{-4}$	$0,331^\circ$	$1,191^\circ$

Mise au plan effectué, le tableau 4.3 montre que quelle que soit la direction, les pentes sont très petites et inférieures à 2° . Aussi les pentes suivant \vec{e}_y sont supérieures à celles suivant \vec{e}_x . Toutefois, les pentes observées occasionnent une différence d'altitude assez conséquente de $6,4 \mu\text{m}$, $7,1 \mu\text{m}$ et $17,1 \mu\text{m}$ respectivement en position PS_1 , PS_2 et PS_3 suivant \vec{e}_y . Suivant \vec{e}_x , cette différence d'altitude est plus faible et est respectivement de $2 \mu\text{m}$, $1,4 \mu\text{m}$ et $4,7 \mu\text{m}$ en position PS_1 , PS_2 et PS_3 . Le tableau 4.3 montre l'importance de la mise au plan avant toute comparaison entre les résultats expérimentaux et les données numériques.

La figure 4.18 montre une bonne concordance qualitative entre les ménisques numériques et les ménisques expérimentaux et cela quelle que soit la position. Elle confirme que le ménisque numérique est aussi influencé par la forme géométrique des fils.

La comparaison des différents profils suivant l'axe transversal (Fig.4.19) pour chaque ménisque montre un bon accord entre les données numériques et les données expérimentales.

La figure 4.20 montre que l'erreur absolue entre les données numériques et les données expérimentales est faible. Celle-ci est insignifiante au centre du ménisque où la courbure est faible (pratiquement nulle) comparée à la zone proche des fils (Fig.3.11). Au fur et à mesure qu'on s'éloigne du centre, l'erreur augmente. Celle-ci atteint sa valeur maximale proche des fils mais reste faible, inférieur à 10 %. Elles est de 8 %, 5,5 % et 3,6 % respectivement pour les ménisques en position PS_1 , PS_2 et PS_3 . Cela correspond à une différence d'altitude maximale de $5,3 \mu\text{m}$, $3 \mu\text{m}$ et $2 \mu\text{m}$ pour une amplitude moyenne maximale des ménisques de $66 \mu\text{m}$, $49 \mu\text{m}$ et $49 \mu\text{m}$. L'erreur absolue moyenne est très faible et pratiquement la même pour les deux positions PS_2 et PS_3 , environ 0,7 %. Elle est égale à 1,6 % en position PS_2 . Ceci correspond à une différence d'altitude moyenne de $0,35 \mu\text{m}$ pour les positions PS_2 et PS_3 , et $1,1 \mu\text{m}$ pour la position PS_3 .

Les écarts observés entre les résultats numériques et l'expérience peuvent être expliqués numériquement par deux sources :

La première est l'apparition d'oscillation à l'interface liquide/vapeur. En effet la simulation est faite avec un nombre capillaire Ca faible de l'ordre de 0,0035, indiquant que les forces de tension de surface sont largement dominantes à l'interface. Ainsi comme le montre la figure 4.21 le ménisque oscille autour de la position nulle avec une amplitude des oscillations diminuant au cours du temps pour $\tau \leq 0,1$. Pour $\tau > 0,1$ l'amplitude des oscillations est faible mais reste à une valeur permanente correspondant à environ +/- 6 % de la hauteur de la maille δz . Cette évolution est semblable à celle rencontrée par Zaleski (2005) dans son test de perturbation

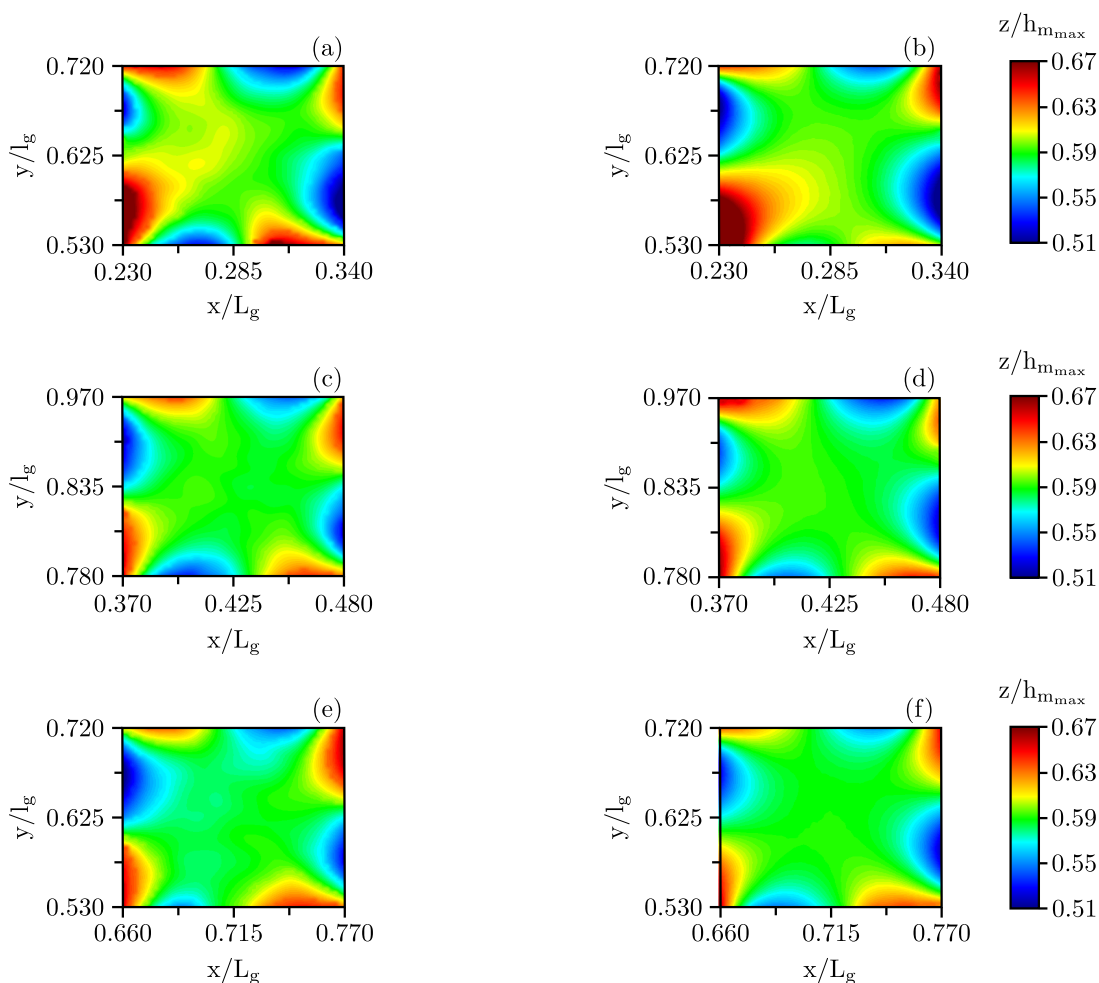


Figure 4.18: Évolution du profil du ménisque à différentes positions : (a) ménisque numérique à PS_1 , (b) ménisque expérimental à PS_1 , (c) ménisque numérique à PS_2 , (d) ménisque expérimental à PS_2 , (e) ménisque numérique à PS_3 , (f) ménisque expérimental à PS_3 .

d'une onde capillaire. La valeur moyenne absolue des oscillations permanentes est d'environ 0,6 %, ce qui correspond à une différence d'altitude de $0,6 \mu\text{m}$ et occasionne une contribution à l'erreur absolue moyenne de 5,5 %, 20 % et 30 % respectivement en position PS_1 , PS_2 et PS_3 . Aussi, il apparaît à travers la figure 4.21 que l'amplitude des oscillations est plus forte au centre du ménisque que proche des fils où celle-ci est quasi-nulle. Ceci est logique du fait d'une viscosité infinie proche des fils qui tend à annuler l'effet du saut de pression dû aux forces de tension de surface.

Un autre effet dû toujours à la tension de surface montré par Zaleski (2005) et que nous observons ici, lors d'une reconstruction d'interface avec un écoulement à faible nombre capillaire, est l'apparition de la vorticité à l'interface comme le montre la figure 4.22. En effet celle-ci est causée par des courants parasites qui induisent localement des zones à forts et faibles gradients de vitesses et de pression respectivement. Ces zones ont pour conséquence d'augmenter

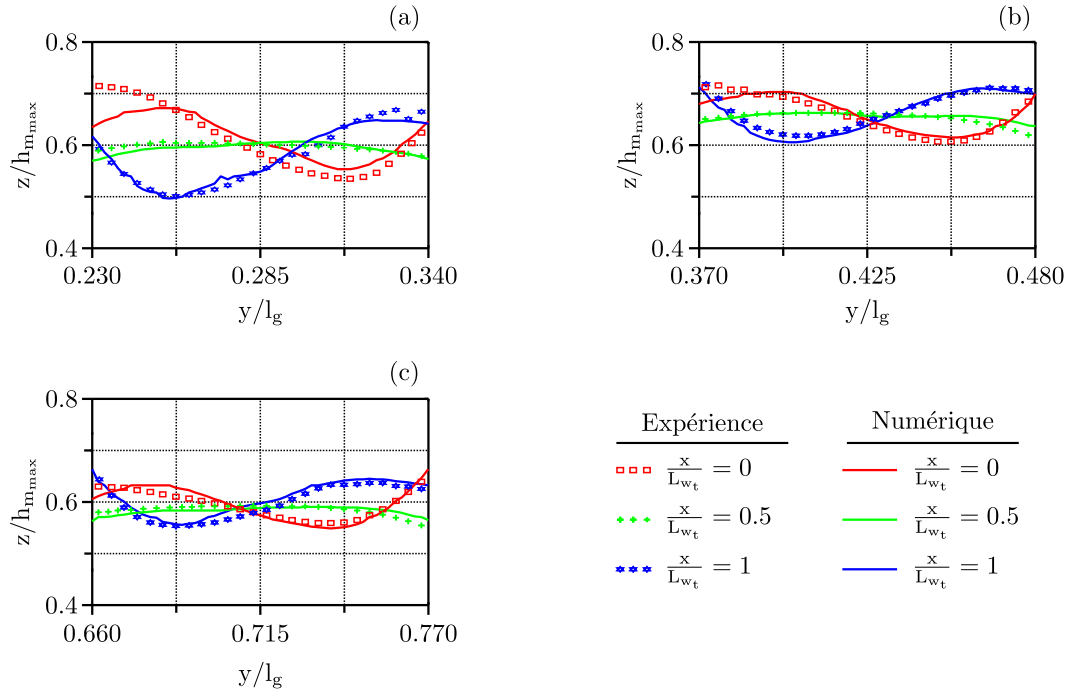


Figure 4.19: Comparaison des profils des ménisques à différentes positions suivant \vec{e}_z : (a) Position PS_1 , (b) Position PS_2 , (c) Position PS_3 .

les erreurs numériques (perte de fluide, mauvaise évaluation du champs de vitesse, donc de pression proche de l'interface et par conséquent de l'estimation de la courbure) et donc de donner une mauvaise qualité de la reconstruction de l'interface. Cette figure montre aussi que l'écoulement autour du fil occasionne des effets de pression et de dépression qui engendrent des recirculations. Ce deuxième point sera abordé en détails dans la section suivante.

La deuxième source d'erreur concerne l'estimation de la courbure proche des fils qui est prise en compte à travers l'équation 4.36 qui n'est pas représentative de la physique réelle qui intervient lors de l'expérience. En effet dans le modèle, la courbure proche des fils est estimée avec un angle de contact statique unique. Ce qui n'est pas le cas expérimentalement où apparaît un « pinning » de la ligne triple suivant la direction du fil du fait de leur forme géométrique comme le montre la figure 4.11. Cette différence est la principale source d'erreur proche des fils. Comme le montre Akhmi *et al.* (2009) ainsi que Ashish & Mitra (2009), la courbure et donc la hauteur du liquide proche de la paroi (ici le fil) sont intrinsèquement liées à l'angle de contact imposé pour prendre en compte les forces d'adhésion.

Au niveau expérimental, il existe une seule source potentielle d'erreur évaluée. Celle-ci est due à la remarque faite précédemment du fait que les sommets des fils entourant le ménisque ne sont pas situés dans le même plan suivant \vec{e}_z .

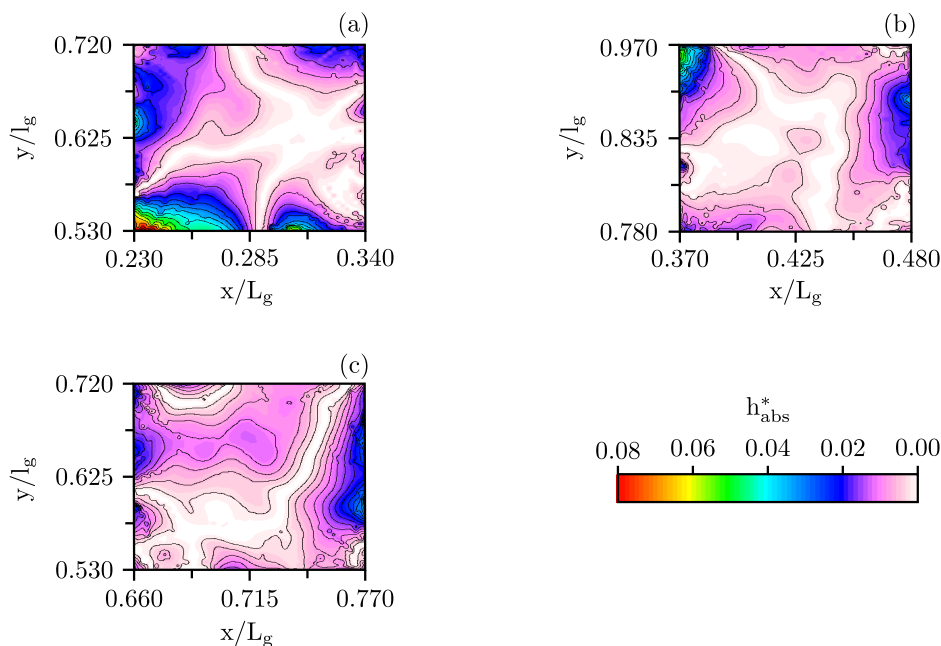


Figure 4.20: Évolution de l'erreur relative absolue adimensionnelle : (a) Position PS_1 , (b) Position PS_2 et (c) Position PS_3 .

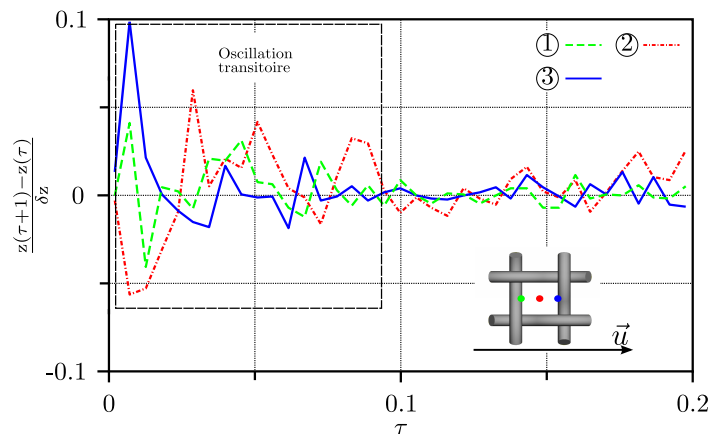


Figure 4.21: Oscillation de la surface en fonction du temps au centre du ménisque à différentes positions suivant \vec{e}_x : ① - entrée ménisque, ② - centre ménisque, ③ - sortie ménisque.

4.5.5 Informations apportées par le modèle numérique

Il a été constaté dans le chapitre 3 que les informations induites par la géométrie sur l'écoulement n'étaient pas connues. Cette partie vise à décrire l'influence de la géométrie sur l'écoulement ainsi que les différents phénomènes qui s'y produisent.

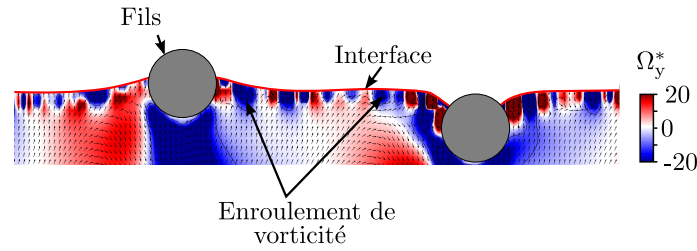


Figure 4.22: Perturbation de l'interface par des courants parasites : création des instabilités à l'interface.

4.5.5.1 Description du film liquide

La forme tridimensionnelle de la géométrie des grilles induit des écoulements différents que l'on soit en dessous ou bien au dessus de la hauteur limite de la grille fixée par $z = h_c = 1$ mm ou bien $h_{g0} = 0$. La figure 4.23(a) montre que deux zones peuvent être distinguées :

- Pour $z \leq h_c$: il y a développement d'un profil de vitesse semblable à celui développé entre deux plaques parallèles planes (Fig.4.23)(b). La vitesse est maximale au centre du canal ($0,4 \text{ m.s}^{-1}$) et nulle au bord (paroi). L'épaisseur du film liquide dans ce cas peut être décrite par la théorie de Nusselt en régime laminaire comme le montre la figures 4.23(c) où le profil de vitesse est semblable à celui de la figure 4.23(b) pour une grille tissée. La figure 4.24(a) où les différents profils le long de la grille concordent avec le profils de Nusselt confirme ces résultats. Néanmoins deux observations apparaissent :

La vitesse maximale atteinte par le fluide dans le cas de la grille tissée est inférieure d'environ $0,02 \text{ m.s}^{-1}$ en valeur absolue, du fait de l'élargissement de la section de passage où l'épaisseur de film passe en moyenne de $\delta = h_c$ à $\delta = (h_c + d_w)$. Soit dans le cas présent une augmentation moyenne de 16 %. Lorsque l'écoulement se produit entre deux grilles (cas réel) cette augmentation est doubl  e, soit $\delta = (h_c + 2d_w)$ (Fig.4.23 (c) et Fig.4.24(a)).

Aussi, à partir de $z/h_c \approx 0,7$ correspondant à $z/\delta \approx 0,6$ (Fig.4.24), on assiste à une séparation des deux profils avec un profil de Nusselt qui tend vers zéro. Cette observation est la conséquence de la porosité de la grille qui joue le rôle de semi-paroi avec une vitesse qui ne s'annule pas complètement du fait de la présence de l'interface. Elle confirme comme le montre la figure 4.25(a) que c'est à partir de cette distance ($z/h_c = 0,7$) que la grille commence à influencer réellement l'écoulement et que le profil de vitesse semble décrire un mouvement périodique de période égale $2L_m$. Nous verrons que cette distance est intrinsèque à la nature de la grille et ne dépend que de h_c .

- Pour $z > h_c$, dans ce cas les forces de tension de surface sont importantes. La vitesse continue à diminuer et devient nulle à l'interface (Fig.4.24(b) et Fig.4.26), ce qui est contraire au cas d'un écoulement sur plaque plane à surface libre où la vitesse est maximale à l'interface. Le profil de vitesse décrit alors un mouvement périodique de période égale à $2L_m$ où L_m est la distance de la maille.

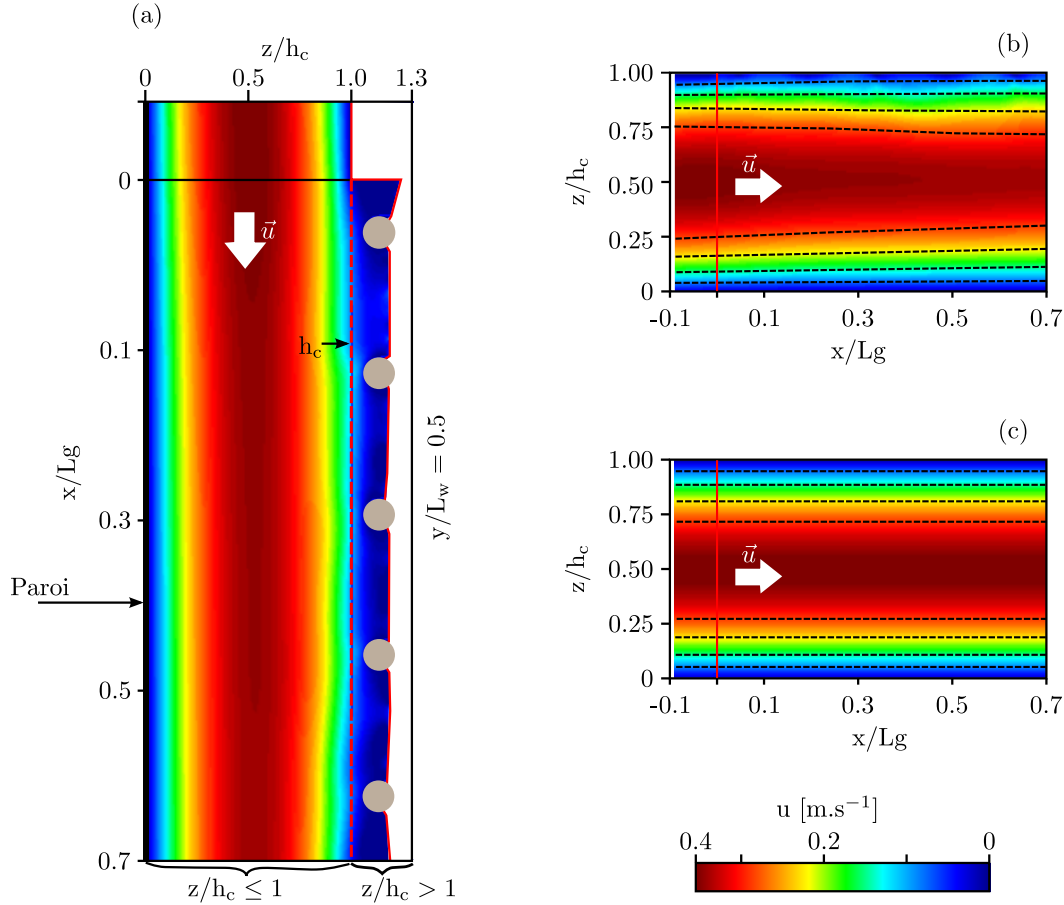


Figure 4.23: Évolution du profil de vitesse le long de la grille (a) et comparaison entre l'écoulement au sein d'une grille (b) et l'écoulement de Poiseuille (c) pour $0 \leq z \leq h_c = h_{g0}$.

Dans cette zone, la présence des forces visqueuses due à la géométrie ainsi que des forces de tension de surface tendent à ralentir et stabiliser l'interface et par conséquent à réduire tout mouvement de turbulence. La figure 4.25 (b) montre aussi que la vitesse du fluide pour une maille donnée est maximale pour $|y/L_m| \approx 0,75$ où la contrainte visqueuse τ_{xy}^* donnée par l'équation 4.37 est nulle.

$$\tau_{xz}^* = -\mu \left(\frac{\partial u^*}{\partial z^*} + \frac{\partial w^*}{\partial x^*} \right) = -\mu \frac{\partial u^*}{\partial z^*} \quad (4.37)$$

Il apparaît à travers cette figure que le cisaillement est important proche des fils ce qui est logique. Aussi une observation intéressante est que de part et d'autre de $y/L_m = 0$, suivant \vec{e}_y , le cisaillement présente des signes contraires et varie approximativement entre $\pm 0,8$. Ceci est dû à la configuration géométrique de la maille qui tend à changer la direction de l'écoulement (Fig.4.26). Néanmoins, cette tendance baisse avec z où la contrainte diminue à mesure qu'on se rapproche de l'interface du fait de la diminution de

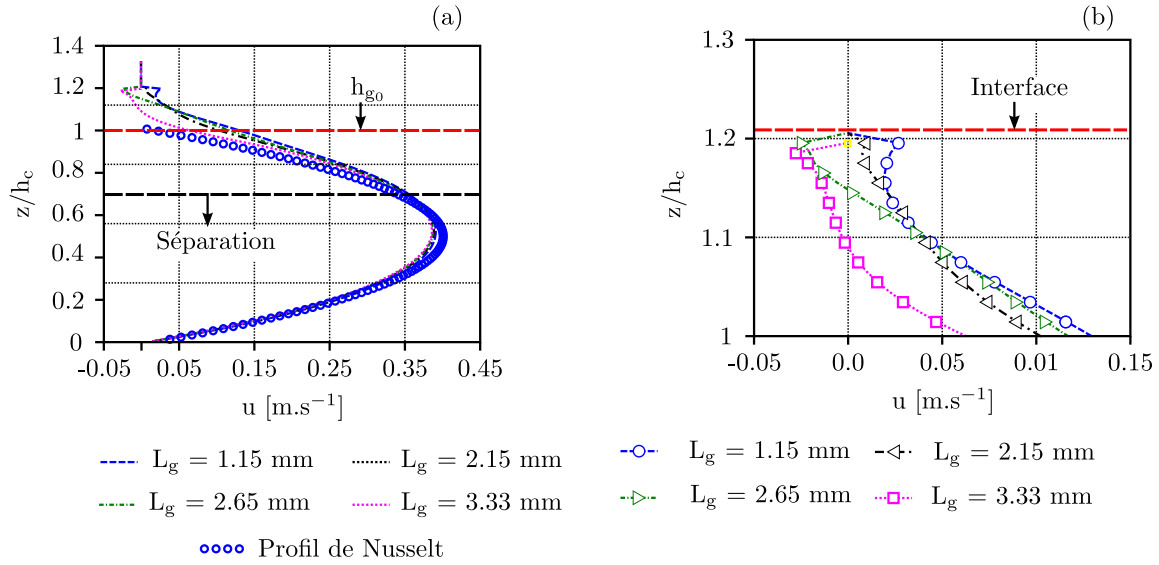


Figure 4.24: Évolution des profils de vitesse pour différentes positions le long de la grille et comparaison avec le profil de Nusselt pour $z \leq h_c = 1$ mm (a), Profils de vitesse pour $z > h_c$ (b).

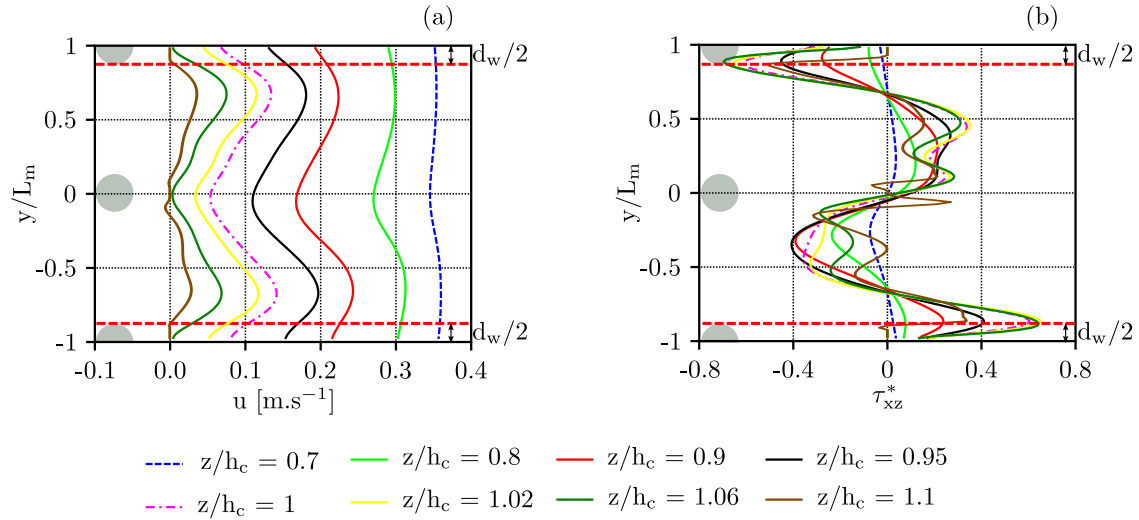
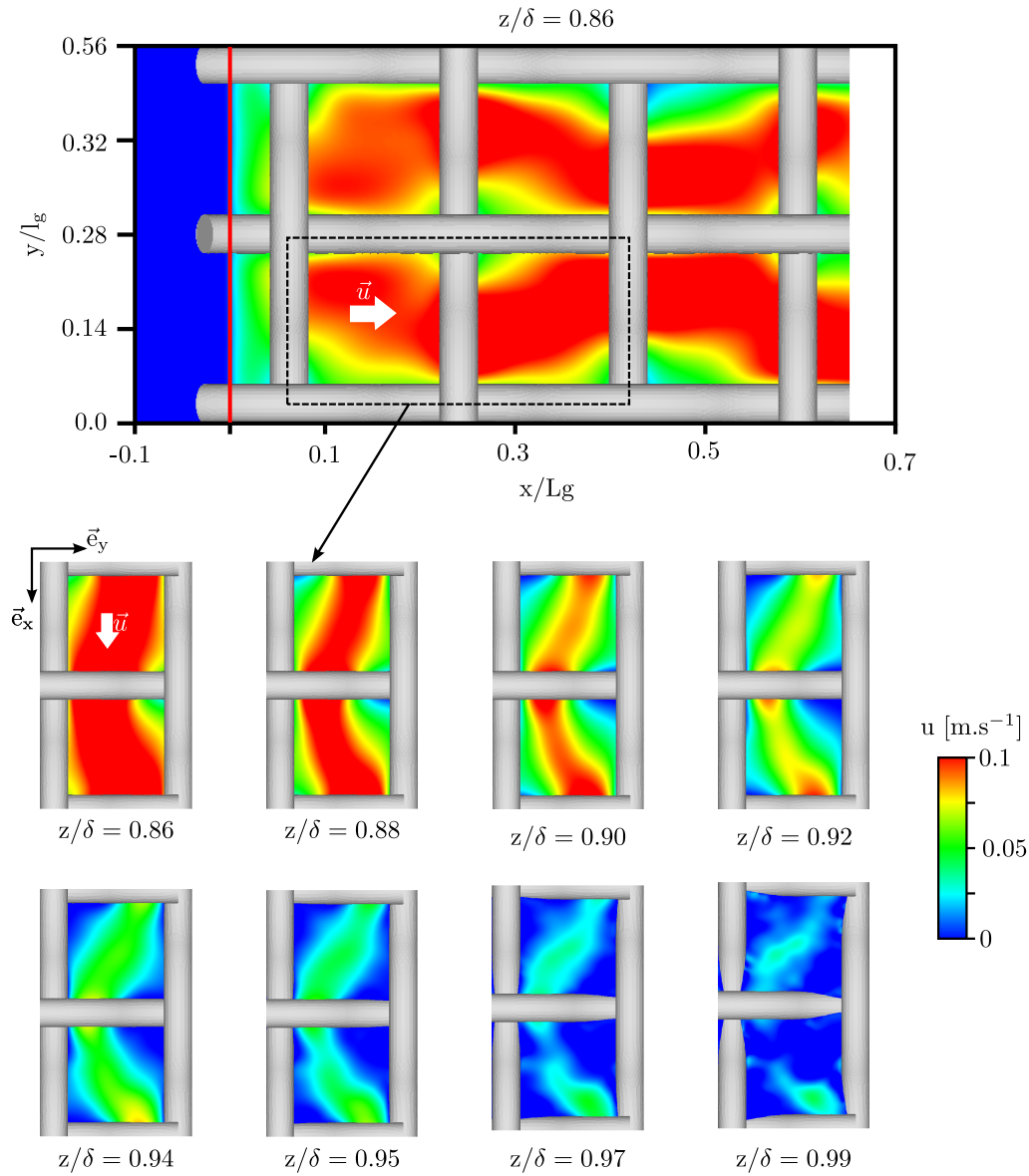


Figure 4.25: Influence de la grille sur l'écoulement suivant \vec{e}_y à $x/L_g \approx 0,32$: (a) Profil de vitesse, (b) Évolution du taux de cisaillement.

la vitesse et donc des gradients qui tendent vers zéro. Le profil de vitesse ne présente plus une structure ordonnée. Comme le montre Kim & Ferreira (2008), la topologie du film contient des ponts liquides et il est difficile d'en extraire une structure particulière. Ceci est dû à l'apparition d'autre phénomène, induits par la géométrie et les forces capillaires, tels que les mouvements de recirculation ou la présence de la vorticité.

Figure 4.26: Effet du tissage sur l'écoulement pour $z \geq h_c$.

4.5.5.2 Effet de la géométrie sur l'écoulement : mouvement de recirculation et vorticité

Du fait de leur géométrie particulière (tissage), la maille de la grille va influencer le profil de vitesse longitudinale en créant un chemin préférentiel. En effet il a été remarqué durant la phase expérimentale que lorsque la vitesse augmente, le ménisque a tendance à prendre de l'altitude dans une direction préférentielle allant de la position haute du fil amont vers la position haute du fil aval (fil opposé) suivant la direction de l'écoulement révélant les zones à forte vitesse et donc à forte pression (Fig.3.13). La figure 4.26 montre que le profil de vitesse

suit effectivement une direction préférentielle. La vitesse longitudinale u suit un chemin qui part de la position haute du fil en amont à la position haute du fil haut en aval (fil opposé) décrivant ainsi une sinusoïde de période égale à deux fois la distance de la maille L_m comme le montre aussi la figure 4.25(a).

Un autre effet occasionné par la géométrie est la création de zones mortes en aval du fil suivant \vec{e}_x et surtout au centre du fil suivant \vec{e}_y où la longueur de la bulle de recirculation est approximativement égale à $L_m/2$ (Fig.4.27(a)). Elle diminue le long du fil suivant \vec{e}_y pour s'annuler à environ $y/L_m \approx 0,5$ (Fig.4.27(b), Fig.4.27(c) et Fig.4.27(d)). Ces zones sont hypothétiquement un problème à réduire voir à éliminer complètement car elles représentent des zones d'échange à flux quasi-nul.

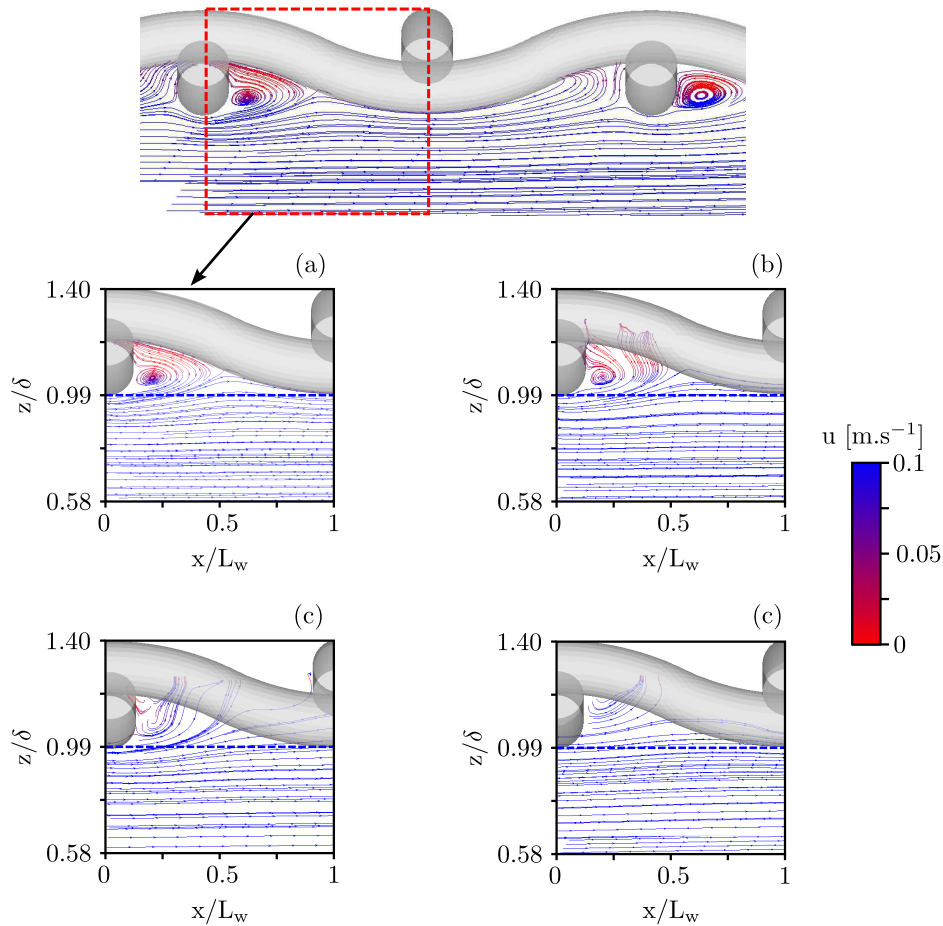


Figure 4.27: Évolution de la bulle de recirculation en aval du fil pour l'eau $Re_{D_h} = 454$: (a) $y/L_m = 0$ (Centre du fil), (b) $y/L_m \approx 0,12$ (Début ménisque), (c) $y/L_m \approx 0,23$, (d) $y/L_m \approx 0,5$.

Enfin la géométrie induit aussi des mouvements de vorticité. En effet au cours de l'écoulement, une partie du fil est noyée et joue donc le rôle d'obstacle à l'écoulement induisant un cisaillement. Ce cisaillement crée une surpression en amont et une dépression en

aval avec une écoulement qui s'accélère créant ainsi des gradients inverses de vitesse.

Deux composantes de la vorticité sont distinguées :

1. La composante de vorticité Ω_y^* présenté au niveau de la figure 4.28 montre qu'il y a création de turbulence dans l'écoulement en amont et en aval du fil du fait du cisaillement de l'écoulement.

$$\Omega_y^* = \frac{\partial u^*}{\partial z^*} - \frac{\partial w^*}{\partial x^*} \quad (4.38)$$

Le maximum de vorticité se trouve à environ à $z/h_c = 0,8$. Cet écoulement est semblable à celui généré derrière un demi-cylindre en régime laminaire. Il est à noter que dans cette zone le nombre de Reynolds en fonction du diamètre du fil est faible $Re_{d_w} < 10$ car la vitesse d'écoulement est faible de l'ordre de 10^{-2} , d'où l'absence de tourbillon.

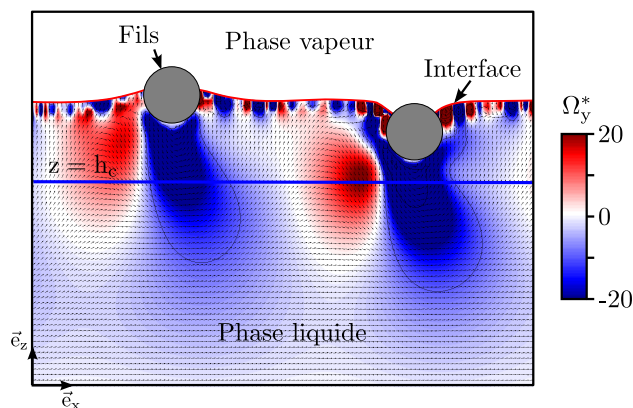


Figure 4.28: Évolution de la composante transversale de la vorticité pour $Re_{D_h} = 454$.

2. La figure 4.29 présente une iso-surface de vitesse $u = 0,13 \text{ m.s}^{-1}$ colorée par la composante Ω_z^* de la vorticité (Eq.4.39). Il apparaît une asymétrie de la vorticité suivant \vec{e}_y du fait du changement de direction de l'écoulement et une symétrie de celle-ci suivant \vec{e}_x . Comme Ω_x^* , Ω_z^* est forte proche des fils et s'annule au centre de la maille où les forces de tension de surface sont importantes. La vorticité et l'écoulement ainsi que la géométrie (fils au centre) semblent former un papillon qui va se répéter de façon périodique à chaque $x = 2L_m$ et chaque $y = 2L_m$.

$$\Omega_z^* = \frac{\partial v^*}{\partial x^*} - \frac{\partial u^*}{\partial y^*} \quad (4.39)$$

Un point important qu'on peut remarquer est que dans les zones hautes du fil, il y a possibilité d'un transfert de fluide qui peut passer d'une maille à une autre.

Il est important de souligner que ces deux phénomènes de vorticité sont très importants et dans le meilleur des cas doivent être amplifiés afin d'augmenter le brassage de la solution et ainsi dans le cas de l'absorption augmenter les mouvements de convection proche de l'interface qui intensifient les transferts de chaleur et de masse.

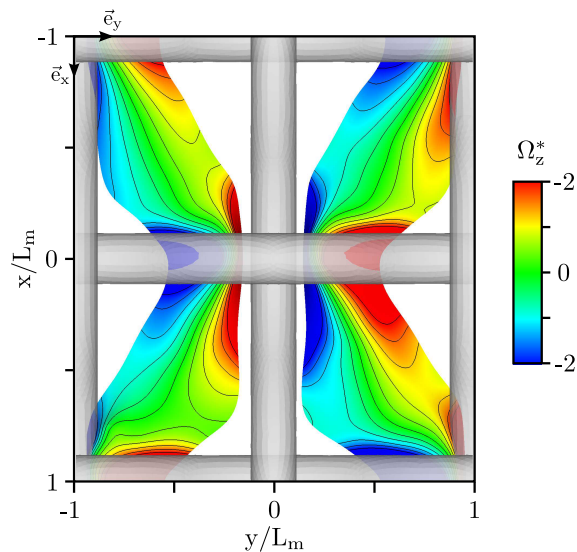


Figure 4.29: Évolution de la composante normale de la vorticité pour $Re_{D_h} = 454$.

4.5.5.3 Influence de l'angle de contact

Il a été montré dans la section 4.5.2 que l'angle de contact variait le long du fil. La figure 4.30 montre l'évolution de la forme des ménisques en fonction de l'angle de contact imposé pour des valeurs de 60° , 80° et 83° . Il apparaît que lorsque l'angle de contact diminue, la pression capillaire diminue, ce qui augmente la concavité dans l'air du ménisque. Cette évolution est l'inverse de celle issue d'une augmentation de la vitesse où la courbure est convexe (par rapport à l'air) du fait de l'augmentation de la pression. Pour un angle de contact de 60° , la forme des ménisques numériques n'est pas réaliste comparée aux ménisques obtenues expérimentalement. A partir d'un angle de contact de 80° et cela jusqu'à 83° , la forme des ménisques est quasi identiques mais avec une diminution de la hauteur du ménisque en moyenne de $41 \mu\text{m}$. Le gain de surface quant à lui est de 5 %, 1,8 % et 1,8 % respectivement pour 60° , 80° et 83° .

Ce qui est logique par rapport aux courbures engendrées. Cet effet ainsi que son impact sur la surface d'échange et sur le transfert de la chaleur sera abordé plus en détails dans le prochain chapitre.

4.6 Synthèse des résultats

En définitive, différentes méthodes, Lagrangienne et Eulérienne, sont établies pour la reconstruction d'une interface liquide/vapeur. Du fait que le cas considéré est diphasique et ajouté à cela la variation du champ local de vitesse et donc de pression, la méthode eulérienne « volume of fluid », implémentée dans le code CFD **FLOW-3D®**, a été choisi comme méthode de reconstruction d'interface dans ce travail.

La comparaison entre les résultats numériques et les mesures a montré un bon accord avec une écart-moyen minimal de l'ordre de 0,7 % et un écart maximal local de l'ordre de 8 %

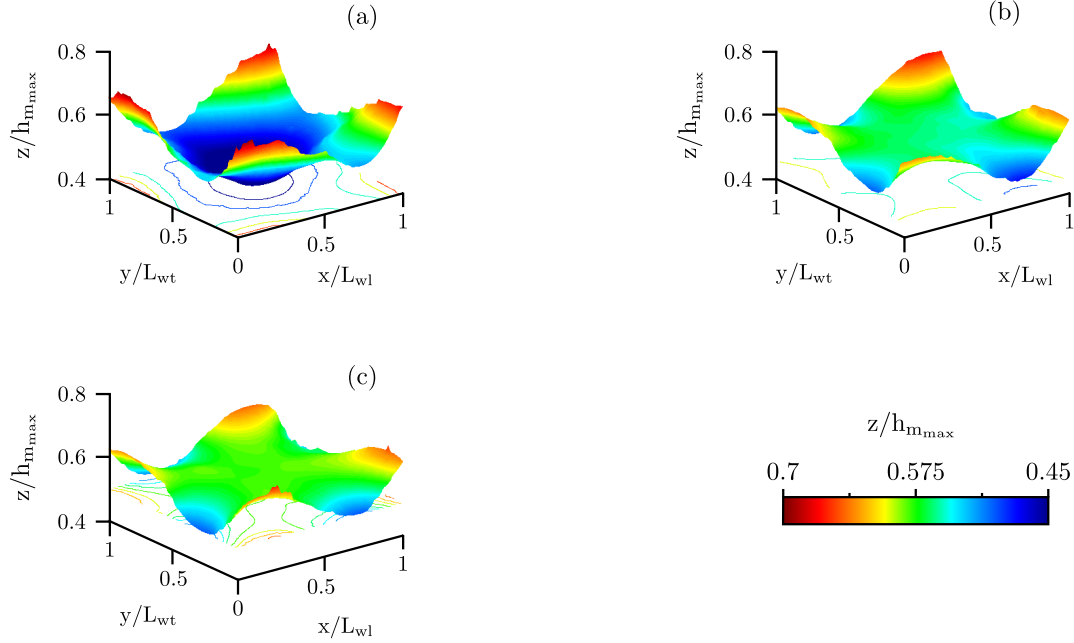


Figure 4.30: Profils du ménisque en fonction de l'angle de contact $Re_{D_h} = 454$: (a) $\theta_{app} = 60^\circ$, (b) $\theta_{app} = 80^\circ$, (c) $\theta_{app} = 83^\circ$.

dépendant de la position du ménisque. Les résultats montrent que cet écart est maximal proche des fils, du fait de la prise en compte du contact fluide/structure à travers un angle de contact statique constant, alors que celui-ci présente un « pinning » avec une variation de l'angle de contact suivant la direction du fil du fait de sa différence de mouillabilité occasionnée par sa forme géométrique.

Concernant l'utilisation d'une grille tissée, les simulations ont montré que celle-ci favorisait la création de mouvements de vorticité qui sont bénéfiques aux transferts de masse et de chaleur, mais aussi de zones mortes en aval du fil, surtout au centre des noeuds⁶ où la bulle de recirculation peut atteindre la moitié de la taille de la maille dépendant de ces caractéristiques, néfastes pour les transferts. Elle divise l'écoulement en deux zones : $0 \leq z \leq h_c$, où le profil de vitesse est semblable à celui développé entre deux plaques parallèles, le film liquide dans ce cas pouvant être approximé par la théorie de Nusselt et $z > h_c$, où la grille fixe l'écoulement. En effet le fluide suit un chemin préférentiel qui part du fil haut amont vers le fil haut aval laissant apparaître un mouvement pratiquement sinusoïdal dont la période est égale à deux fois la dimension de la maille. La vitesse dans cette zone est 10 à 20 fois inférieure en moyenne comparé à la vitesse maximale et est pratiquement nulle à l'interface. Ce qui contraste avec les écoulements à surface libre où le contraire est observé.

Enfin les investigations ont montré que la forme des ménisques varie selon l'angle de contact imposé. Ceci montre aussi qu'imposer un angle de contact de 60° n'est pas réaliste car la forme

⁶On entend ici par noeud le centre du point de rencontre entre les deux fils suivant des directions perpendiculaires

des ménisques est très éloignée de celle obtenue expérimentalement pour une grille tissée.

Dans la suite du travail, le modèle de reconstruction d'interface liquide/vapeur sera couplé à un modèle de transfert de chaleur et de masse en vue d'optimiser l'efficacité des grilles et intensifier les transferts au sein de la structure capillaire.

Compréhension et Optimisation des transferts de chaleur au sein d'une grille tissée

Sommaire

5.1	Introduction	104
5.2	Modélisation des transferts de masse et de chaleur dans un écoulement confiné	104
5.2.1	Hypothèses du modèle	104
5.2.2	Contraintes et compromis	105
5.2.3	Équations du modèle	105
5.2.4	Estimation du flux diffusif	106
5.2.5	Conditions aux limites	107
5.2.6	Stabilité	108
5.3	Comparaison numérique/analytique	109
5.3.1	Transfert diffusif : cas d'un milieu semi-infini	109
5.3.2	Influence de la fraction de liquide	110
5.3.3	Cas d'une variation sinusoïdale de la température à l'interface	112
5.3.4	Comparaison du modèle de convection-diffusion	113
5.4	Optimisation de l'efficacité de la grille	115
5.4.1	Choix de la méthode	116
5.4.2	Description de la méthode d'interpolation de la surface de réponse	116
5.4.3	Mise en place de la boucle d'optimisation	119
5.4.4	Choix des paramètres	119
5.4.5	Vérification des contraintes	121
5.4.6	Simulation	122
5.5	Résultats et discussion	125
5.5.1	Définition des paramètres et initialisation	125
5.5.2	Convergence du système	127
5.5.3	Influence des paramètres d'optimisation	127
5.5.4	Influence des paramètres annexes	129
5.5.5	Influence des paramètres : Cartographie 2D	130

5.5.6	Compréhension de l'évolution du flux au sein d'une grille tissée : comparaison entre le cas de référence et le cas optimal	135
5.5.7	Influence de l'angle de contact	140
5.5.8	Influence de la forme des fils	142
5.6	Synthèse des résultats	143

5.1 Introduction

Après la description de la forme des ménisques par microscopie confocale (Chapitre 3) et la validation numérique de la reconstruction des ménisques par le code *CFD FLOW-3D*[®] (Chapitre 4), ce chapitre est destiné à comprendre et à intensifier les transferts de chaleur et de masse au sein de la structure capillaire (la grille tissée). Cela passe par une optimisation des paramètres du système afin de répondre à la problématique principale qui est d'augmenter la compacité de l'évaporateur/absorbeur.

5.2 Modélisation des transferts de masse et de chaleur dans un écoulement confiné

La modélisation des transferts de chaleur consiste dans un premier temps à reconstruire l'interface liquide/vapeur en utilisant le logiciel *CFD FLOW-3D*[®] puis dans un second temps à simuler les transferts de chaleur et/ou de masse en régime stationnaire. Celle-ci consiste, grâce à un modèle spécifique implémenté dans *FLOW-3D*[®], à fixer la valeur d'un scalaire (température ou concentration) à l'interface liquide/vapeur et à suivre son évolution dans le domaine de simulation suivant les trois dimensions \vec{e}_x , \vec{e}_y et \vec{e}_z .

5.2.1 Hypothèses du modèle

Le modèle prend en compte les hypothèses suivantes :

- La densité et la viscosité de la phase vapeur sont négligeables devant celle du liquide ;
- La pression dans la phase vapeur est constante et uniforme ;
- Un état d'équilibre existe à l'interface liquide/vapeur ;
- La température est constante et uniforme à l'interface et égale à la température de la vapeur d'eau à la pression d'équilibre ;
- Le transfert de chaleur n'influence pas la fraction de liquide dans la cellule qui contient l'interface ;
- Le transfert de chaleur liquide/solide n'est pas pris compte. On suppose que le transfert est prépondérant entre le liquide et la vapeur et que les fils de par leur nature (plastique *PET*) ne participent pas aux transferts ;
- Les transferts de chaleur par conduction et par diffusion sont négligeables dans le sens de l'écoulement. Cette approximation peut être validée en calculant le nombre de Péclet en fonction de la vitesse longitudinale du système ($Pe_{thz} = 25$) ;
- Les propriétés thermophysiques du liquide sont constantes. Il a été évoqué dans le chapitre 2 que les améliorations du modèle issues de la prise en compte de la variation des propriétés thermophysiques n'était pas significative (Kawae *et al.*, 1989; Shoushi *et al.*, 2010) ;

- Il n'y a pas de couplage entre le transfert de masse et le transfert de chaleur. Cette hypothèse simplificatrice n'est pas tout à fait réaliste, mais peut se justifier lorsque le flux de chaleur maximal pour atteindre l'équilibre est largement supérieur au flux de chaleur dégagé par l'absorption de la vapeur d'eau par la solution saline de bromure de lithium (Eq.5.1). Les simulations ne représentent donc pas exactement les conditions réelles d'absorption. Une autre raison pour justifier cette hypothèse est due à la longueur du domaine simulé et aux conditions de simulation qui seront décrites dans la suite de ce travail.

$$\dot{M}\Delta H_{abs} \ll \bar{u}\rho C_p (T_{int} - T_0) \quad (5.1)$$

5.2.2 Contraintes et compromis

La température et la concentration sont deux variables scalaires couplées au sein d'un modèle d'absorption. Dans le cas présent, le modèle est découplé et seul les transferts de chaleur seront pris en compte. En effet, traiter des gradients de concentration nous auraient exposé à des temps de simulation important dans la mesure où il fallait simuler un domaine plus long pour voir le développement des gradients. Le risque à cela était un manque de temps pour finaliser le travail. Le modèle va donc traiter la diffusion de la température (plus rapide donc moins de temps de simulation) dans le domaine de simulation et suivre l'évolution du flux de chaleur le long de la grille. De plus par analogie avec les systèmes d'absorption, il est prouvé que plus celle-ci transfère de la chaleur et mieux elle absorbe. C'est donc un critère qui permettra de classer les grilles par rapport à leur capacité ou non à intensifier le taux d'absorption connaissant leur efficacité à transférer de la chaleur.

5.2.3 Équations du modèle

Le modèle reprend la formulation précédemment décrite (Chapitre 4) en ce qui concernent l'équation de continuité, la quantité de mouvement et l'advection de la fraction de liquide. A ces équations s'ajoute l'équation de conservation de l'énergie. La forme simplifiée de l'équation de l'énergie pour un fluide incompressible et sans termes source est la suivante :

$$\beta\rho\frac{\partial\Phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\chi\vec{U}\Phi) = \nabla \cdot (\chi\Gamma\nabla\Phi) \quad (5.2)$$

Le développement de cette équation dans les trois directions dans le cas de la diffusion d'un scalaire (ici la température) est la suivante :

$$\begin{aligned} \beta\rho\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\chi_x u T) + \frac{\partial}{\partial y}(\chi_y v T) + \frac{\partial}{\partial z}(\chi_z w T) = \\ \frac{\partial}{\partial x}\left(\chi_x \alpha \frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\chi_y \alpha \frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\chi_z \alpha \frac{\partial T}{\partial z}\right) \end{aligned} \quad (5.3)$$

En réduisant le modèle dans un cas 2D et en appliquant les hypothèses mentionnées ci-dessus, l'équation 5.3 devient :

$$\beta \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\chi_x u T) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\chi_x \alpha \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (5.4)$$

Cette équation est quasi identique à l'équation 2.18 à la différence de l'apparition des termes β et χ représentant respectivement la fraction volumique de liquide et la fraction surfacique de liquide dans chaque cellule et du terme instationnaire $\frac{\partial T}{\partial t}$, dans la mesure où la simulation passera par une phase instationnaire.

La discrétisation spatiale et temporelle de l'équation 5.3, en différence finie, dans un schéma explicite centré de premier ordre en précision est disponible dans Flow-Science-Inc (2012).

5.2.4 Estimation du flux diffusif

Deux voies de simulations de la diffusion d'une température existent : soit imposer un flux, soit imposer une température. Or, la description d'un film hydrodynamique d'absorption montre qu'il y a un saut de concentration à l'interface mais une continuité des températures : la température de la vapeur est égale à la température de la solution de bromure de lithium à l'interface.

Ainsi, le modèle présenté consiste, après une reconstruction précise et réaliste de l'interface liquide/vapeur (ménisques ou surface d'échange), à imposer une température à l'interface¹ et à suivre l'évolution des transferts de chaleur au sein du domaine. La difficulté de cette modélisation est d'estimer correctement le flux dans les premières cellules, c'est-à-dire celles qui contiennent l'interface. En effet les ménisques n'étant pas des surfaces planes, les cellules contenant l'interface contiennent des fractions de liquide différentes. Or l'équation 5.2 par l'apparition des termes β et χ , montre que le flux diffusif Φ dépend de la fraction de liquide dans les cellules.

Ainsi, le flux diffusif sera sous-estimé dans les cellules ayant une fraction de liquide faible. L'expression généralisée du flux diffusif entre la cellule k qui contient l'interface et la cellule adjacente $k - 1$ est donnée par l'équation 5.5 (Fig.5.1(a)).

$$\Phi_{i,j,k} = -2 \frac{f_{i,j,k-1} * f_{i,j,k}}{f_{i,j,k-1} + f_{i,j,k}} \lambda \frac{T_{i,j,k-1} - T_{i,j,k}}{\frac{\delta z_{i,j,k-1} + \delta z_{i,j,k}}{2}} \quad (5.5)$$

avec $f_{i,j,k}$ et $f_{i,j,k-1}$ respectivement la fraction de liquide de la cellule qui contient l'interface et la fraction de liquide de la cellule adjacente suivant \vec{e}_z . $f_{i,j,k} \neq 1$ et $f_{i,j,k-1} \neq 1$. $\delta z_{i,j,k}$ et $\delta z_{i,j,k-1}$ représente respectivement la taille de la cellule qui contient l'interface et la taille de la cellule adjacente suivant \vec{e}_z .

Lorsque $\delta z_{i,j,k} = \delta z_{i,j,k-1}$, l'équation 5.5 est réduite à :

$$\Phi_{i,j,k} = -2 \frac{f_{i,j,k-1} * f_{i,j,k}}{f_{i,j,k-1} + f_{i,j,k}} \lambda \frac{T_{i,j,k-1} - T_{i,j,k}}{\delta z_{i,j,k}} \quad (5.6)$$

Deux cas peuvent encore être distingués :

Cas 1 : $f_{i,j,k} \neq 1$ et $f_{i,j,k-1} = 1$

¹Il s'agit de la température de vapeur saturante du fluide à la pression imposée à l'interface

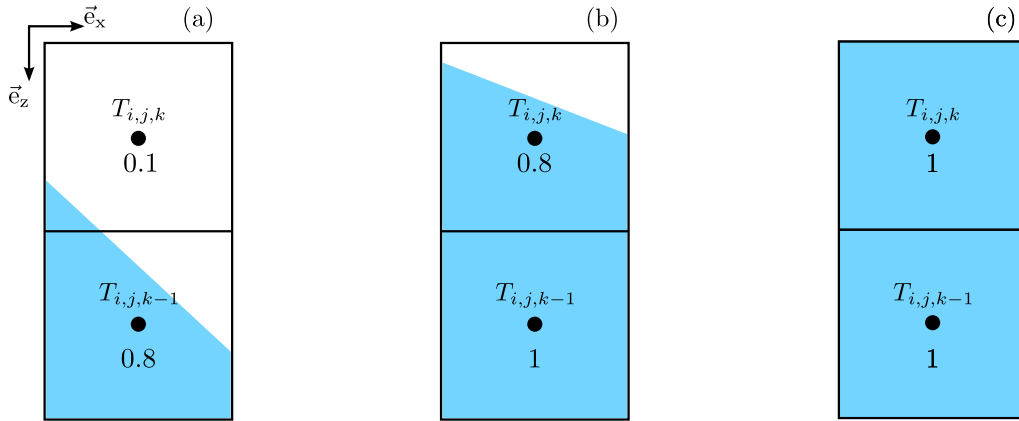


Figure 5.1: Estimation du flux diffusif dans les cellules qui contiennent l'interface dans le cas d'un maillage uniforme. (a) Cas général, (b) Cas 1, (c) Cas 2.

Seule la cellule adjacente est pleine (Fig. 5.1(b)), la cellule qui contient l'interface a une fraction de liquide différente de 1. Le flux est réduit à :

$$\Phi_{i,j,k} = -2 \frac{f_{i,j,k}}{1 + f_{i,j,k}} \lambda \frac{T_{i,j,k-1} - T_{i,j,k}}{\delta z_{i,j,k}} \quad (5.7)$$

Cas 2 : $f_{i,j,k} = 1$ et $f_{i,j,k-1} = 1$

La cellule qui contient l'interface aussi bien que le cellule adjacente sont remplies de liquide (Fig.5.1(c)). Dans ce cas le flux diffusif n'est plus fonction de la fraction de liquide comme le montre l'équation 5.8.

$$\Phi_{i,j,k} = -\lambda \frac{T_{i,j,k-1} - T_{i,j,k}}{\delta z_{i,j,k}} \quad (5.8)$$

Hormis le Cas 2, dans le cas générale et le Cas 1, la fraction de liquide pondère directement la conductivité thermique λ . Cela aura pour effet d'introduire des erreurs numériques importantes dans l'estimation du flux pour des fractions de liquide faibles. Nous verrons ce cas dans la suite.

5.2.5 Conditions aux limites

Les conditions aux limites du modèle « volume of fluid » couplé au modèle de transfert de chaleur sont représentées sur la figure 5.2 :

- A l'entrée du domaine ($x = 0$), la vitesse $u = u_0$ dans le sens de l'écoulement et la température $T(x = 0, z) = T_0$ sont imposées.
- En sortie du domaine, il est estimé que l'ensemble des gradients (Pression, vitesse et température) est nul. Cela se traduit par :

$$\nabla \cdot \vec{U} = \nabla P = \nabla T = 0 \quad (5.9)$$

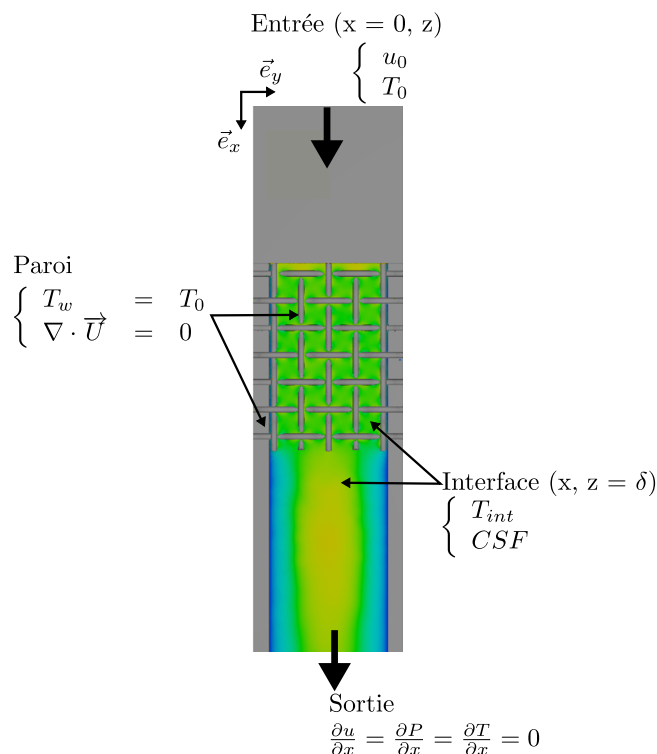


Figure 5.2: Conditions aux limites du modèle de reconstruction d'interface couplé au modèle de convection/diffusion.

- Au niveau de toutes les parois, une condition de non glissement de la vitesse est imposée (Eq.5.8) et la température est constante et égale à $T(x = 0, z) = T_0$.

$$\nabla \cdot \vec{U} \Big|_w = 0 \quad (5.10)$$

La courbure est prise en compte à travers l'équation 4.22 où les forces d'adhésion dépendent de l'angle de contact statique apparent.

- A l'interface, un état d'équilibre est considéré. L'équation 4.14 représente la condition limite de la courbure (CSF de Brackbill *et al.* (1992)). La température est imposée et égale à la température de saturation de la vapeur à la pression de travail.

$$T_{x,z=\delta} = T_{int} = T_{sat}|_{P_{int}} \quad (5.11)$$

5.2.6 Stabilité

Les critères de stabilité s'appliquant au modèle *VOF* (Chapitre 4) vis à vis de l'écoulement, de la tension de surface et de la quantité de mouvement s'appliquent aussi ici. En ce qui concerne la diffusion thermique, le nombre de Fourier constitue le critère de stabilité. Celui-ci est défini

de manière à ce que la distance maximale de diffusion pour une itération ($\alpha\delta t$) soit inférieure de moitié au carré du pas d'espace δz^2 . Ceci se traduit par l'équation 5.12 pour un schéma explicite, ce qui est le cas ici :

$$Fo = \frac{\alpha\delta t}{\delta z^2} < \frac{1}{2} \quad (5.12)$$

5.3 Comparaison numérique/analytique

La comparaison numérique/analytique est nécessaire afin de vérifier la prise en compte de la dépendance du flux diffusif vis à vis de la fraction de liquide dans les cellules qui contiennent l'interface.

5.3.1 Transfert diffusif : cas d'un milieu semi-infini

La première validation du modèle a été d'estimer correctement le flux qui diffuse à travers l'interface qui peut être sous-estimé du fait de la pondération de la diffusivité thermique α par la fraction de liquide f .

Ainsi, l'équation 5.4 dans le cas d'une diffusion simple monodimensionnelle devient.

$$\beta \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\chi_z \alpha \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (5.13)$$

La solution analytique peut être obtenue par la théorie de pénétration de Higbie. La solution analytique de cette équation proposée par Grossman (1986) prend la forme suivante (sans prise en compte du couplage entre le transfert de masse et de chaleur) :

$$\theta = \frac{T(z,t) - T_{int}}{T_0 - T_{int}} = \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{z}{2 \cdot \sqrt{\alpha t}} \right) \right] \quad (5.14)$$

Pour $T_0 = 0$, le profil de température est donné par l'équation 5.15.

$$T(z,t) = T_{int} \operatorname{erf} \left(\frac{z}{2 \cdot \sqrt{\alpha t}} \right) \quad (5.15)$$

avec erf la fonction d'erreur de Gauss tabulée. Dans cette expression, il est à remarquer que les termes β et χ n'apparaissent pas. Ceci est dû au fait que la géométrie n'est pas prise en compte. Seul le liquide est présent ($\beta = 1$ et $\chi = 1$).

Le tableau 5.1 ci dessous résume les paramètres de la simulation.

Avec les paramètres mentionnés, le nombre de Fourier est de l'ordre de 0,004 ce qui respecte bien la condition de stabilité. La longueur de pénétration thermique est donnée par l'équation suivante :

$$l_{th} = \sqrt{\alpha t} = \sqrt{\frac{\lambda}{\rho C_p} t} \quad (5.16)$$

Ici, la longueur de pénétration thermique vaut 0,055 m.

La figure 5.3(a) montre que la température diminue en fonction de la hauteur z avec un bon accord entre le résultat numérique et la solution analytique et ce quel que soit le temps de

Table 5.1: Paramètres de la simulation

ρ	1000	kg.m ⁻³
μ	0.001	Pa.s
α	1,435x10 ⁻⁷	m ² .s ⁻¹
T_{int}	100	°C
T_0	0	°C
δz	0,004	m
δt	0,047	s

simulation. L'erreur absolue est faible puisque de l'ordre de 0,03 à 0,005 K entre les solutions analytique et numérique (Fig.5.3(b)). Elle diminue avec le temps du fait que la solution numérique n'a pas encore totalement convergée. Ce test a été réalisé dans la configuration du **Cas 2** où la cellule qui contient l'interface et la cellule adjacente sont totalement remplies de liquide.

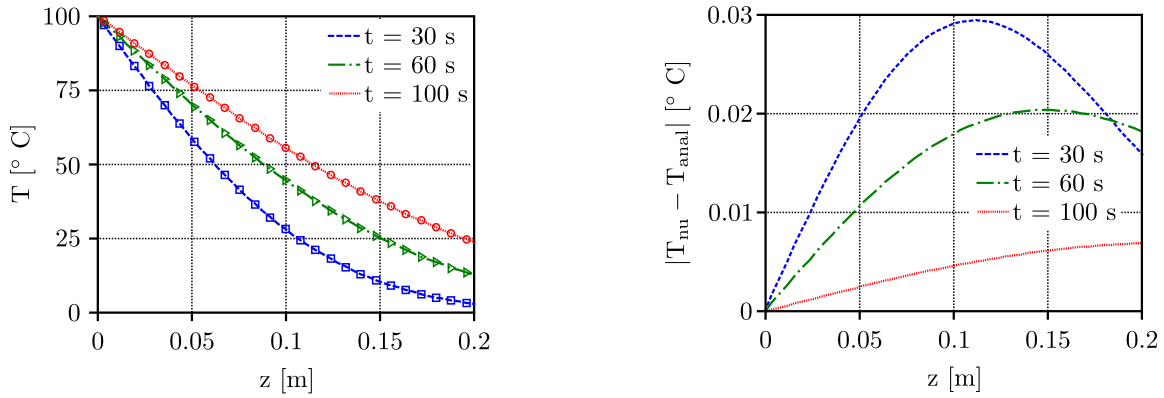


Figure 5.3: Évolution du profil de température et comparaison avec les résultats numériques dans le **Cas 2**. (a) Profil de température à différents instants : Les points représentent les résultats de la solution analytique et les lignes ceux de la solution numérique, (b) Erreur absolue.

5.3.2 Influence de la fraction de liquide

Le test consiste à fixer dans la cellule (i, j, k) qui contient l'interface un niveau de liquide à une hauteur z_{int} donnée. La fraction de liquide dans la cellule est estimée de la manière suivante :

$$f(k) = \frac{z_{int}(k) - z_0}{\delta z} \quad (5.17)$$

avec z_0 la position de référence égale à l'altitude de la frontière entre la cellule qui contient l'interface et la cellule adjacente. La figure 5.4 décrit le test effectué où le niveau d'eau est fixé à différentes altitudes (z_1, z_2, \dots, z_n) où n représente le nombre de points dans la cellule qui contient l'interface. Pour chaque position $z_{int}(i)$ de l'interface, une simulation est effectuée.

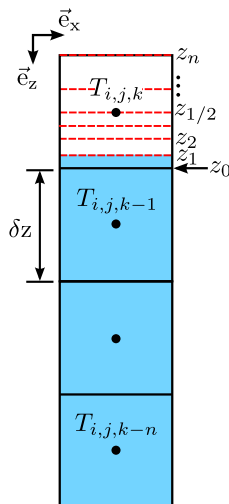


Figure 5.4: Schéma explicatif du test de l'influence de la fraction de liquide.

La configuration de ce test correspond au **Cas 1**, où la fraction de liquide dans la cellule adjacente est de 1.

La figure 5.5(a) et la figure 5.5(b) montrent que plus la fraction de liquide est faible et plus l'écart absolu sur l'estimation du profil de température entre analytique et numérique est élevé. Cette différence atteint une valeur maximale de 12 °C dans les cellules ayant une fraction de liquide de 0,125 et engendre une erreur maximale sur le flux diffusif de l'ordre de 0,4 W.m⁻². Analogiquement, pour des valeurs de fraction de liquide inférieure à cette dernière on s'attend à d'avantage sous estimer la température du liquide et donc à des erreurs bien plus importantes.

La figure 5.5(a) (courbe ⑧) montre aussi que dans le cas où la température est imposée dans les deux cellules, le profil de température est surestimé et ne dépend pas de la fraction de liquide. L'erreur maximale est d'environ 3 K. Pour pallier à cet écart, une optimisation de la fraction de liquide a été effectuée. Celle-ci consiste à comparer, pour chaque fraction de liquide, l'erreur moyenne entre le cas où la température de la cellule qui contient l'interface et celle de la cellule adjacente sont différentes au cas où les deux températures sont égales. Dans ce dernier cas le flux entre les deux cellules est nul.

La figure 5.6 montre que dans le cas où la température est imposée dans les deux cellules, l'erreur moyenne est constante ≈ 3 K, quelque soit la valeur de la fraction de liquide imposée. Dans le cas où $T_{i,j,k} \neq T_{i,j,k-1}$, il apparaît qu'au fure et à mesure que la fraction de liquide

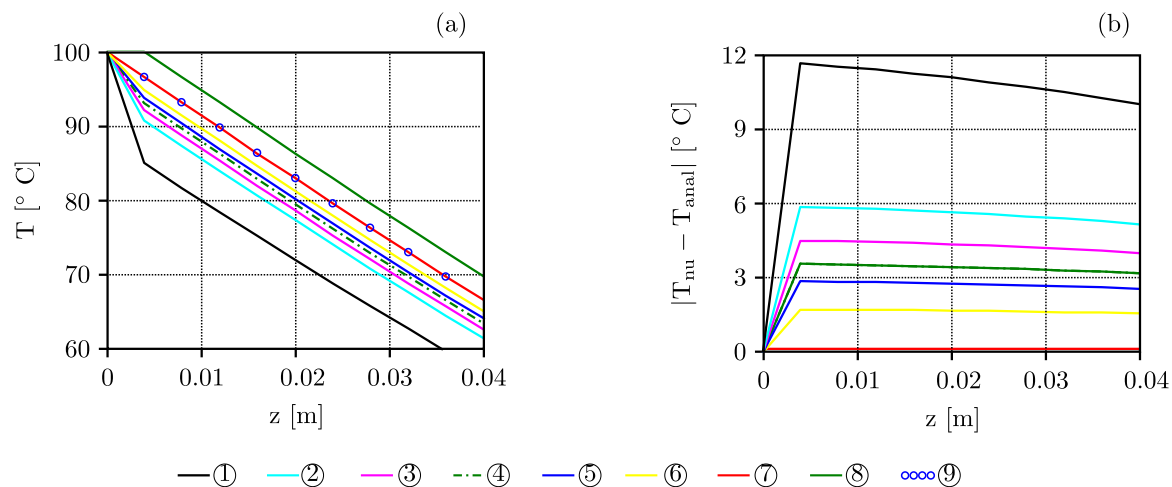


Figure 5.5: Influence de la fraction de liquide sur le profil de température pour un temps $t = 30$ s. (a) Profil de température pour différente valeur de la fraction de liquide, (b) Erreur absolue. ① - $f = 0,125$; ② - $f = 0,225$; ③ - $f = 0,275$; ④ - $f = 0,325$; ⑤ - $f = 0,375$; ⑥ - $f = 0,5$; ⑦ - $f = 1$; ⑧ - cas avec $T_{i,j,k} = T_{i,j,k-1}$; ⑨ - Solution analytique.

augmente, l'erreur moyenne diminue. Ainsi, au delà d'une fraction de liquide de 0,325, l'erreur est plus importante dans le cas où $T_{i,j,k} = T_{i,j,k-1}$.

Afin de minimiser l'erreur, le modèle a été amélioré tel que :

$$\begin{cases} si & f_{i,j,k} \leq 0,325 & \text{alors } T_{i,j,k} = T_{i,j,k-1} \\ si & \text{non} & T_{i,j,k} \neq T_{i,j,k-1} \end{cases}$$

Ainsi, l'erreur maximale atteinte sur le profil de température est de ± 3 K quel que soit la situation décrite dans la figure 5.1 qui sont les trois situations rencontrées en simulation avec une interface 3D (le ménisque). Au niveau de la figure 5.1(a), d'après les conditions posées précédemment, $T_{i,j,k}$ sera donc égale à $T_{i,j,k-1} = T_{\text{sat}}$.

5.3.3 Cas d'une variation sinusoïdale de la température à l'interface

Cette comparaison permet de vérifier si le modèle est capable de suivre avec précision une variation de température à l'interface. Cela peut arriver lorsqu'apparaissent des instabilités (modèle de tension de surface) où lorsque les conditions d'équilibre changent. Le test a été effectué avec une fraction de liquide de 1 dans la cellule qui contient l'interface (**Cas 2**).

La température imposée à l'interface est donnée par l'équation 5.18 :

$$T(z, t) = T_0 + T_{\text{amp}} [\cos(\omega t)] \quad (5.18)$$

Avec T_0 la température initiale, T_{amp} la variation maximale de la température autour de la valeur moyenne, ω la vitesse angulaire avec $\omega = 2\pi/t_P$ où t_P est la période des oscillations.

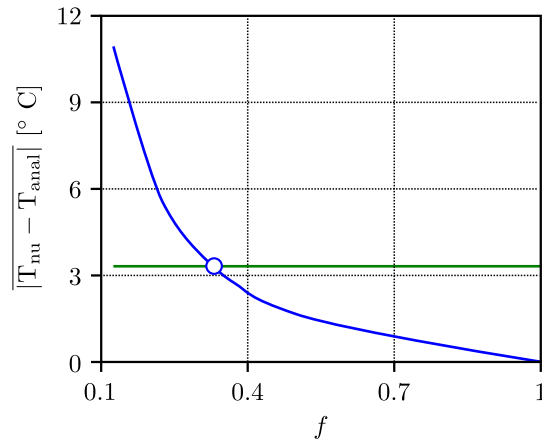


Figure 5.6: Évolution de l'erreur absolue moyenne en fonction de la fraction de liquide. ① - cas avec $T_{i,j,k} \neq T_{i,j,k-1}$, ② - cas avec $T_{i,j,k} = T_{i,j,k-1}$.

La période est fixée à 200 s, d'où $\omega = 0,0314 \text{ s}^{-1}$. Les paramètres du tableau 5.1 sont utilisés à la différence du $\delta z = 0,05 \text{ m}$ et du $T_0 = 15 \text{ °C}$. Dans ce cas, $l_{th} = 0,17 \text{ mm}$.

La solution analytique donnant l'évolution du profil de température au cours du temps est donnée par l'équation 5.19 :

$$T(x, t) = T_0 + T_{amp} \exp \left[-\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}} z \right] \cos \left[\omega t - \left(\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}} z \right) \right] \quad (5.19)$$

La figure 5.7(a) montre que pour des temps de simulation inférieurs ou égaux à $0,25 t_P$, le profil numérique de température diffuse plus lentement que la solution analytique, avec un écart absolu maximal d'environ $2,5 \text{ °C}$ pour un temps de simulation de $0,05 t_P$ (Fig.5.7(b)). Dans ce cas le modèle numérique surestime le flux thermique qui diffuse à travers l'interface. A partir de la demi-période $t = 0,5 t_P$ correspondant à un temps de simulation de 100 s, il y a un bon accord entre les résultats numériques et la solution analytique, quelque soit le temps de visualisation de la solution avec un écart inférieur à 1 °C . Lorsque $t > t_P$, les solutions numérique et analytique coïncident quelque soit le temps avec un écart inférieure à 10^{-2} °C (Fig.5.7(c) et Fig.5.7(d)). Il faut se rappeler que la solution analytique se renouvelle de manière identique à chaque $t = t_P$ pour tout z .

Cette comparaison montre que si la température à l'interface fluctue, le temps de simulation doit être supérieur ou égale à la période des oscillations afin de s'assurer d'avoir une bonne précision du champs de température et donc être sûr du calcul du flux diffusif. Cela est valable quelque soit la valeur de la période.

5.3.4 Comparaison du modèle de convection-diffusion

Après avoir comparé, validé et amélioré le modèle de diffusion dans les premières cellules qui contiennent l'interface, il est indispensable de valider le modèle de convection/diffusion qui sera celui utilisé lors des simulations pour l'optimisation. La comparaison a été faite dans un canal

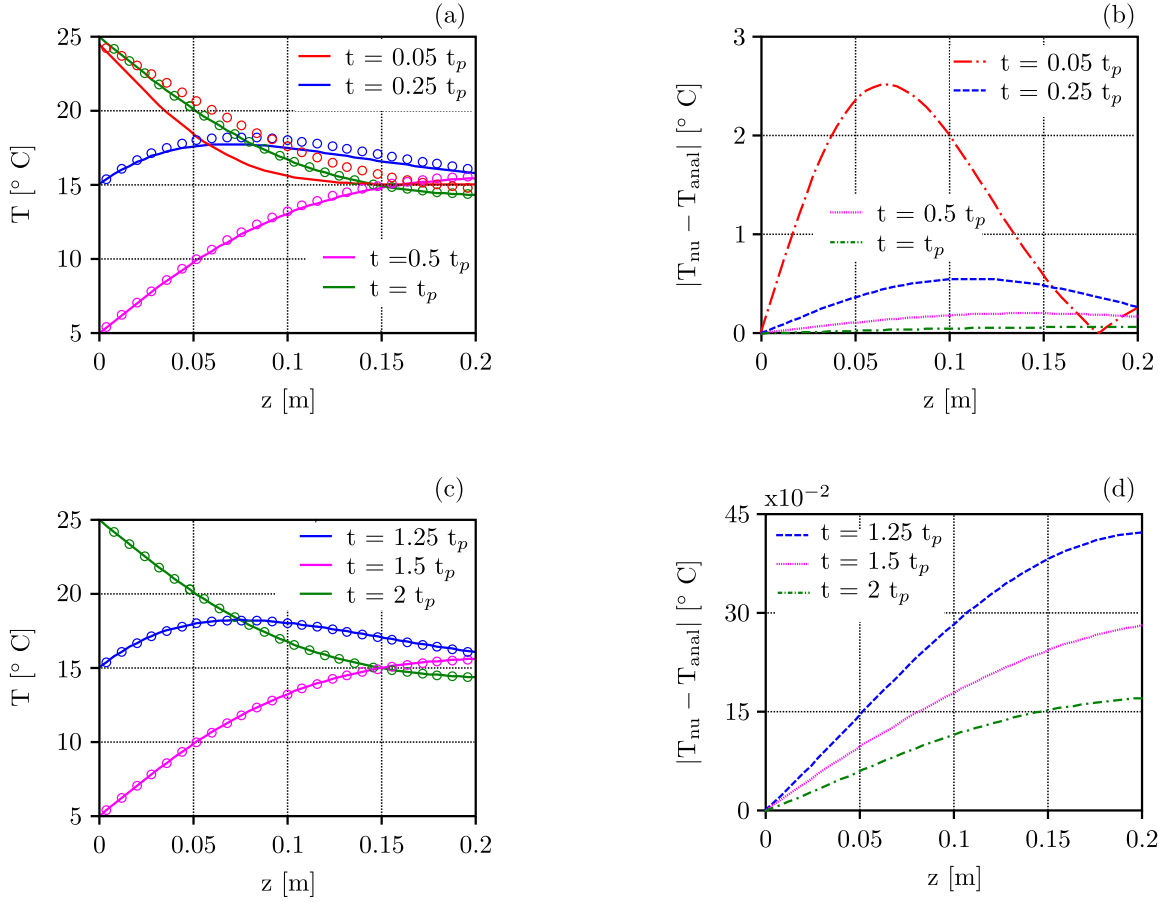


Figure 5.7: Evolution du profil de température suivant \vec{e}_z pour $f = 1$ dans le **Cas 2**. (a) Profil de température pour $t \leq t_p$, (b) Erreur absolue pour $t \leq t_p$, (c) Profil de température pour $t > t_p$, (d) Erreur absolue pour $t > t_p$.

ouvert de longueur $l_c = 1$ cm, avec une épaisseur de film liquide δ constante égale à $500 \mu\text{m}$. Un profil de vitesse parabolique est considéré et le modèle prend en compte l'ensemble des hypothèses énoncées précédemment, les mêmes que Grossman (1986) sauf la prise en compte du couplage entre le transfert de masse et le transfert de chaleur qui n'est pas considéré ici. Le cas présenté est relatif à la partie juste à l'entrée de l'absorbeur pour de faibles temps de contact entre le liquide et la vapeur où le profil de température est développé sans développement du profil de concentration. La solution analytique présentée par Grossman (1986) (Eq.2.58) ramenée à notre cas (sans couplage entre les transferts de masse et de chaleur) prend la forme suivante :

$$\theta = \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{3z^2 \bar{u}}{8\alpha x} \right)^{1/2} \right] = \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{3}{32} Pr \frac{x^{*2}}{z^*} \right)^{1/2} \right] \quad (5.20)$$

Le fluide est une solution de bromure de lithium à 30°C avec une concentration en masse de 60 %. Les paramètres de simulation sont résumés dans le tableau 5.2. La capacité calorifique

massique est tirée de la relation de McNeely (1979), la viscosité de la relation de Lee *et al.* (1990) et la tension de surface est donnée par Yao *et al.* (1991). La conductivité thermique est tirée du travail réalisé par Goulet (2011).

Table 5.2: Paramètres de simulation de la solution de bromure de lithium à 30 °C et 60 % en masse.

ρ	1734	kg.m ⁻³
μ	0.006	Pa.s
σ	0.09	N.m ⁻¹
C_p	1928	J.kg. ⁻¹ .K ⁻¹
λ	0.4122	W.m ⁻¹ .K ⁻¹
α	1.2695x10 ⁻⁷	m ² .s ⁻¹
T_{int}	100	°C
T_0	30	°C
δz	20x10 ⁻⁶	m
δx	20x10 ⁻⁶	m

La figure 5.8(a) montre un bon accord entre les résultats du modèle numérique et la solution analytique de Grossman (1986), où les deux profils moyens présentent la même évolution avec un léger retard du profil numérique par rapport à la solution analytique. Néanmoins l'écart moyen reste très faible inférieur à 2 % comme le montre la figure 5.8(b). Celui-ci est maximal pour $z^* = 0,9$ proche de l'interface et où sa valeur est de 1.7 % et diminue rapidement. Après $z^* \leq 0,8$, elle est inférieure à 1%. Ceci montre que le modèle est précis et peut être utilisé dans le cadre d'une optimisation de l'efficacité de la grille avec comme critère, le flux qui diffuse à travers l'interface.

5.4 Optimisation de l'efficacité de la grille

L'objectif de cette partie est de trouver les paramètres géométriques de la grille permettant d'intensifier le flux thermique qui diffuse à travers l'interface liquide/vapeur par rapport à la grille de référence.

L'optimisation consiste à trouver x^* qui minimise la fonction F définie sur un ensemble $N \in \mathbb{R}^n$.

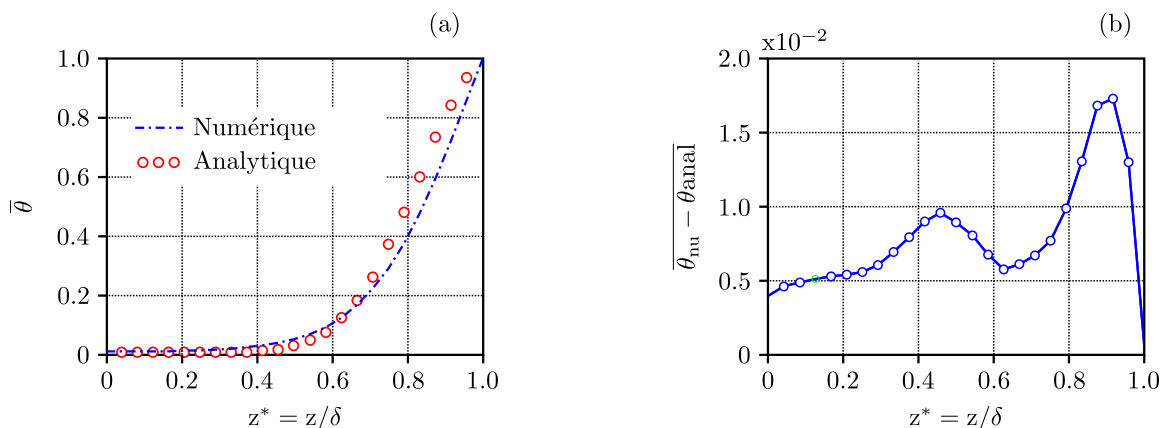


Figure 5.8: Validation du modèle du convection/diffusion comparaison avec la solution analytique de Grossman (1986). (a) Évolution de profil moyen adimensionnel de température, (b) Écart moyen.

5.4.1 Choix de la méthode

Différentes méthodes d'optimisation existent selon qu'elles soient locales comme, la méthode de Quasi-Newton, le simplex de Nelder-Mead (Nelder & Mead, 1965), le simplex de Torczon (Dennis & Torczon, 1991), etc ou des méthodes globales comme les méthodes d'interpolation de surface de réponse tel que le *GMO* (*Global Metamodelbase Optimisation*), ou la méthode évolutionnaire comme le CMA - ES (*Covariance Matrix Adaptation Evolution Strategy*) (Hansen & Ostermeier, 2001). Parmi toutes ces méthodes, seule la méthode d'interpolation de la surface de réponse sera décrite. Le lecteur pourra se référer aux références citées. En effet cette décision a été motivée par les travaux réalisés par Rouillon (2012) au cours de sa thèse, dont l'objectif était d'optimiser les caractéristiques géométriques des générateurs de tourbillon en vue de réduire la traînée des véhicules automobiles. Celui-ci a fait un état de l'art de l'ensemble de ces moyens d'optimisation et a testé leur performance dans le cadre de l'optimisation de fonction analytique telles que la fonction analytique de Griewank, et la fonction analytique de Shekel dont les minimas sont connus. L'objectif de ces tests était de déterminer la méthode qui permettait de trouver rapidement le minimum ou de s'en approcher avec peu d'itérations, où l'itération est définie comme étant une simulation.

La figure 5.9 montre que dans tout les cas, la méthode du GMO développée par Duvigneau & Chandrashekar (2012) présente les meilleurs résultats en terme de coût de calcul et de précision dans la recherche du minimum global. Nous nous sommes basé sur ce travail et avons choisi cette méthode globale d'interpolation de surface de réponse comme optimiseur.

5.4.2 Description de la méthode d'interpolation de la surface de réponse

La méthode basée sur l'interpolation de la surface fit son apparition au début des années 50 par l'intermédiaire de l'ingénieur Sud-Africain Krige (1951) dans le cadre de la recherche minière, avec comme objectif de prédire les sites à fort potentiel d'extraction minière. L'idée est de

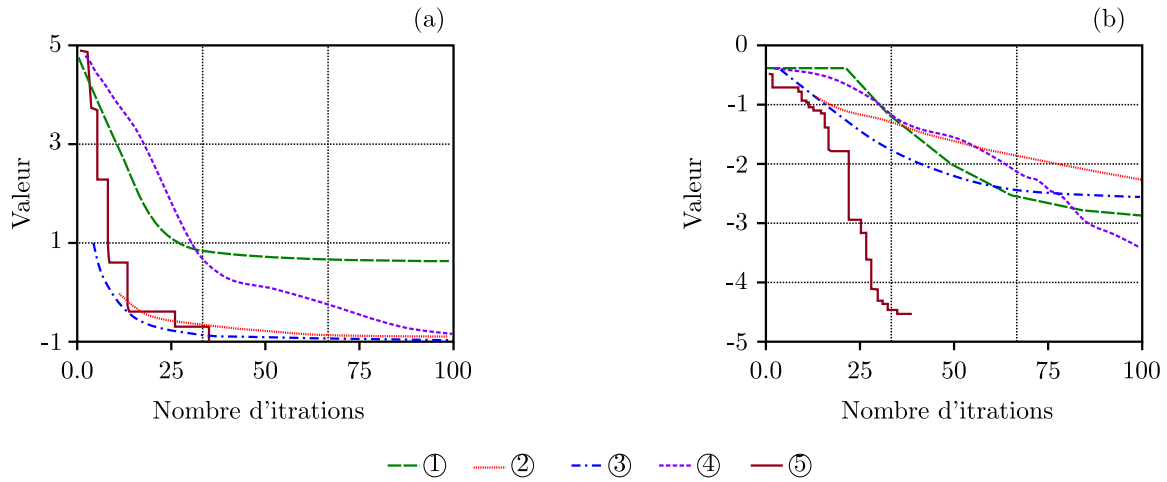


Figure 5.9: Comparaison de différentes méthodes d'optimisation. (a) La fonction de Griewank (minimum global $[0,0] = -1$), (b) La fonction de Shekel (minimum global $[18.25,18.25] = -4.5$). ① - Quasi-Newton, ② - Simplex Torczon, ③ - Simplex Nelder-Mead, ④ - CMA-ES, ⑤ - GMO (Rouillon, 2012).

partir d'une cartographie connue des sites d'un territoire (base de données initiale) et de la mettre à jour au fur et à mesure des découvertes des sites selon des critères déterminés. Ce qui en faisait une cartographie plus précise et permettait de mieux prédire les sites d'extraction en fonction des caractéristiques du sols.

C'est l'ingénieur minier Français Matheron (1963) qui pour la première fois mit au point un formalisme mathématique, le krigeage, permettant de prédire les sites miniers à fort potentiel en se basant sur la méthode des cartographies de Krige (1951).

5.4.2.1 Le krigeage

Le krigeage la partie essentielle dans une méthode d'interpolation de surface. Il permet l'estimation de la fonction F en tout point du domaine connaissant un nombre fini N d'évaluations exactes de cette dernière. Dans ce cas, la fonction F est considérée comme un processus gaussien de moyenne m (approximation \hat{F} de F) et d'écart-type σ_*^2 où les N évaluations exactes sont des réalisations aléatoires du processus. m et σ_*^2 au point $N+1$ (Nouveau point) sont évalués à partir de la matrice de covariances C_N dont les termes $c(x_x, x_y)$ traduisent les corrélations entre les différents paramètres. Celle-ci est évaluée par la relation suivante :

$$c(x_x, x_y) = \Delta_1 \exp \left[-\frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \frac{(x_{xi} - x_{yi})^2}{r_i} \right] + \Delta_2 \quad (5.21)$$

Les termes Δ_1 et Δ_2 représentent respectivement la corrélation dépendante de la distance entre les valeurs de la fonction aux deux points donnés et r_i les valeurs d'offset de la fonction. n représente le nombre de paramètres à optimiser.

L'ensemble des valeurs $\Theta(\Delta_1, \Delta_2, r_1, \dots, r_n)$ est déterminé en minimisant la fonction de vraisemblance Ξ définie par :

$$\Xi = F_N^T C_N^{-1} F_N + \log \det(C_N) \quad (5.22)$$

L'annexe D et Rouillon (2012), montrent plus en détails la description du modèle.

Deux branches se côtoient au niveau de l'optimisation par interpolation de la surface de réponse :

La première consiste à construire une base de données avec un nombre important de points à évaluer. Une partie des points, environ le tiers, de cette base sert à construire le modèle tandis que la seconde partie des points (les deux tiers restant) sert à le valider. Cela revient donc à rechercher le minimum de la fonction d'interpolation. L'avantage de cette méthode est que les évaluations sont moins coûteuses en temps dans la mesure où elles peuvent être parallélisées. Son défaut se situe au niveau de la connaissance physique du problème étudié surtout si celui-ci est nouveau. Dans ce cas la connaissance à priori du nombre de points à évaluer pour estimer correctement le modèle n'est pas connu. Le risque dans ce cas est soit de sous-estimer le nombre de points et donc de se retrouver avec un modèle peu précis, soit dans le cas contraire de surestimer le nombre de points et de perdre en temps.

La seconde voie, que nous avons utilisé dans la mesure où le problème est méconnu, est de partir d'une base de données initiale de petite taille. Celle-ci servira à l'estimation d'une première surface de réponse. Puis compléter la base de données initiales en évaluant un certain nombre de points issus de la première surface de réponse interpolée, et ré-estimer la nouvelle surface de réponse. L'algorithme s'arrête soit en fixant un nombre d'itérations, soit en donnant un seuil à atteindre. Dans le cas présent le nombre d'itérations a été fixé dans la mesure où le flux maximal à atteindre n'est pas connu.

L'autre point important au niveau de l'interpolation de la surface de réponse est le choix de la fonction de mérite.

5.4.2.2 Fonction de mérite

Deux voies existent quant au choix de la fonction de mérite. Il s'agit soit de minimiser la fonction \hat{F} , soit de minimiser une borne inférieure de confiance.

Dans le premier cas, l'approche est simple mais présente le risque de se retrouver bloquer dans un bassin local si la base de donnée initiale et donc l'approximation de la première surface de réponse est éloignée de la solution exacte (Rouillon, 2012).

Dans le second cas, il s'agit d'utiliser la variance qui a été calculée à l'itération précédente pour minimiser une ou plusieurs fonctions de mérite F_m avec :

$$F_{mk} = \hat{F} - k\sigma_* \quad (5.23)$$

avec k un entier naturel.

Dans cette équation, F_{mk} est minimisé pour différentes valeurs de k . Duvigneau & Chandrashekar (2012) montrent que l'utilisation de plus de quatre fonctions de mérite n'améliore pas la convergence du système.

Dans ce travail, la méthode GMO, développé à l'INRIA, par Duvigneau & Chandrashekar (2012) a été utilisée. Le modèle comprend une phase de krigeage puis une phase de minimisation de trois fonctions de mérite. Comme le montre la figure 5.9, c'est la méthode qui converge le plus rapidement. De plus la possibilité de paralléliser les évaluations pour chaque itération est un atout (Rouillon, 2012). La base de donnée initiale de taille égale à $3n$ paramètres, est créée à partir d'un plan d'expérience de type Hypercube latin (Annexe D) permettant d'avoir des configurations les plus indépendantes possibles. Cette taille permet de garantir une première surface estimée représentative de l'ensemble du domaine. Au delà, la convergence n'est pas améliorée (Rouillon, 2012). La figure 5.10 résume l'ensemble de la description précédente.

5.4.3 Mise en place de la boucle d'optimisation

La boucle d'optimisation permet de coordonner l'ensemble des moyens utilisés permettant de faire l'optimisation. En effet dans le cas présent, l'optimisation met en jeu différents logiciels qui sont appelés à des étapes précises afin de réaliser une tâche. Celle-ci peut être complètement automatisée (Rouillon, 2012) ou seulement en partie ce qui est le cas ici. La boucle fait communiquer deux stations : une station Linux où se trouve l'optimiseur (Le *GMO*) et une station Windows où a lieu le post-traitement des résultats. Le transfert de fichier d'une station à l'autre se fait par *FTP* (*File Transfer Protocol*) et est automatisé au moyen d'un fichier *batch*. La figure 5.11 montre l'ensemble des étapes de la boucle.

5.4.4 Choix des paramètres

Le choix des paramètres s'est fait en fonction des caractéristiques géométriques de la grille. En effet la grille est caractérisée par deux paramètres géométriques, le diamètre du fil d_w et l'espacement entre deux fils adjacents L_w ou la taille de la maille L_m . La vitesse d'écoulement est aussi un facteur important, car elle influence directement la forme du ménisque et donc la surface d'échange (Chapitre 3).

Trois paramètres ont été retenus, le diamètre du fil, la taille de la maille et la vitesse incidente d'écoulement (Fig.5.12). Pour des besoins de simplification de la mise en données des simulations numériques, la taille de la maille a été remplacée par un nombre de mailles N_y suivant la direction transversale \vec{e}_y définie par l'équation 5.24.

$$N_y = \frac{l_g}{L_m} \quad (5.24)$$

Le nombre de mailles N_x dans la direction de l'écoulement \vec{e}_x est fonction de N_y avec $N_x = 4N_y$. Cette substitution a été faite pour prendre en compte le taux de recouvrement de la surface d'échange pour une même surface donnée de grille. En effet pour une surface donnée, plus la densité de maille est faible, moins la capillarité est importante. La question est donc de savoir la proportion de mailles/m² de grille indispensable pour avoir un maximum de flux. La figure 5.13 montre l'influence et l'évolution du nombre de mailles en fonction de ce paramètre pour une surface donnée.

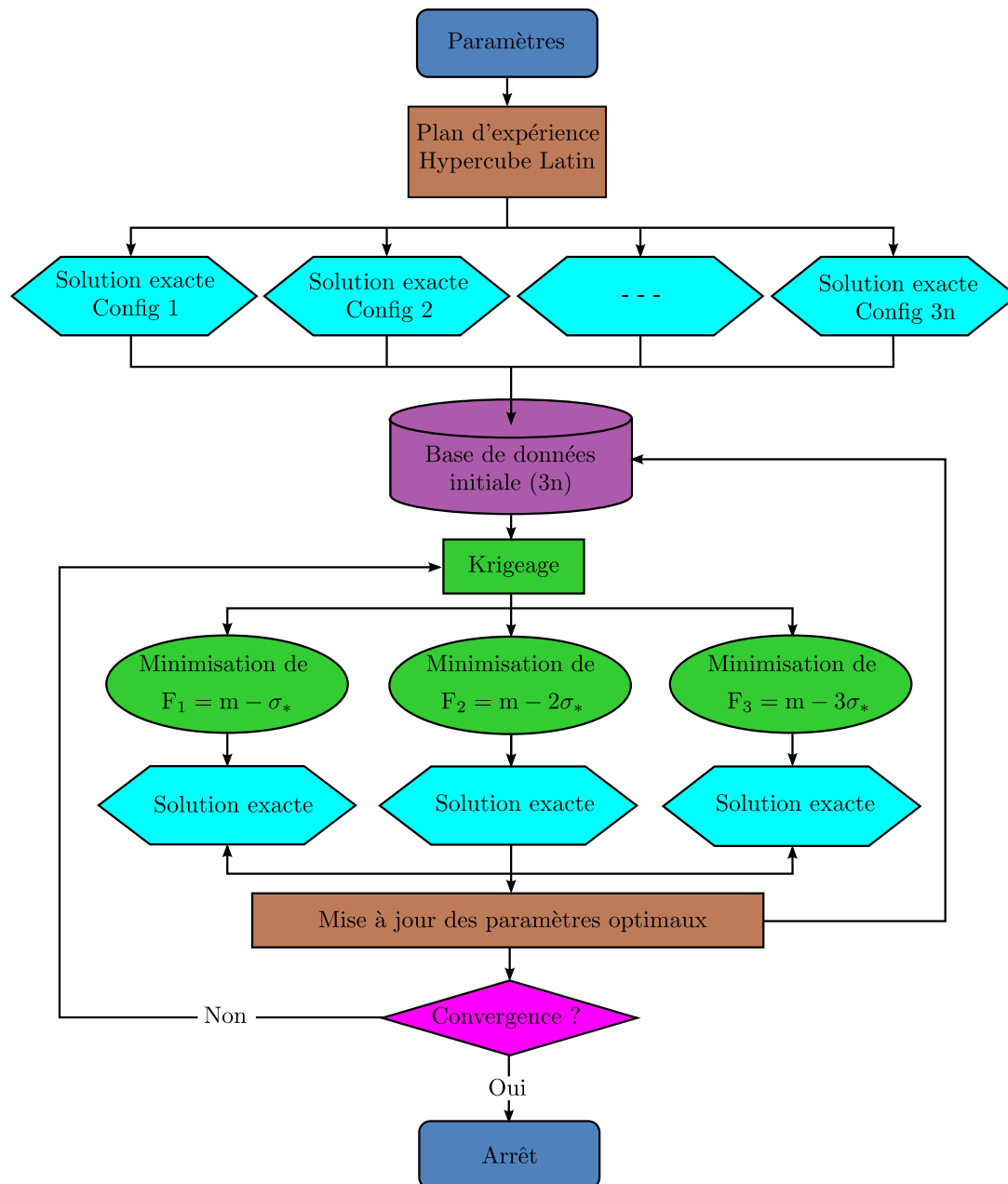


Figure 5.10: Description de l'algorithme de la méthode du *GMO*.

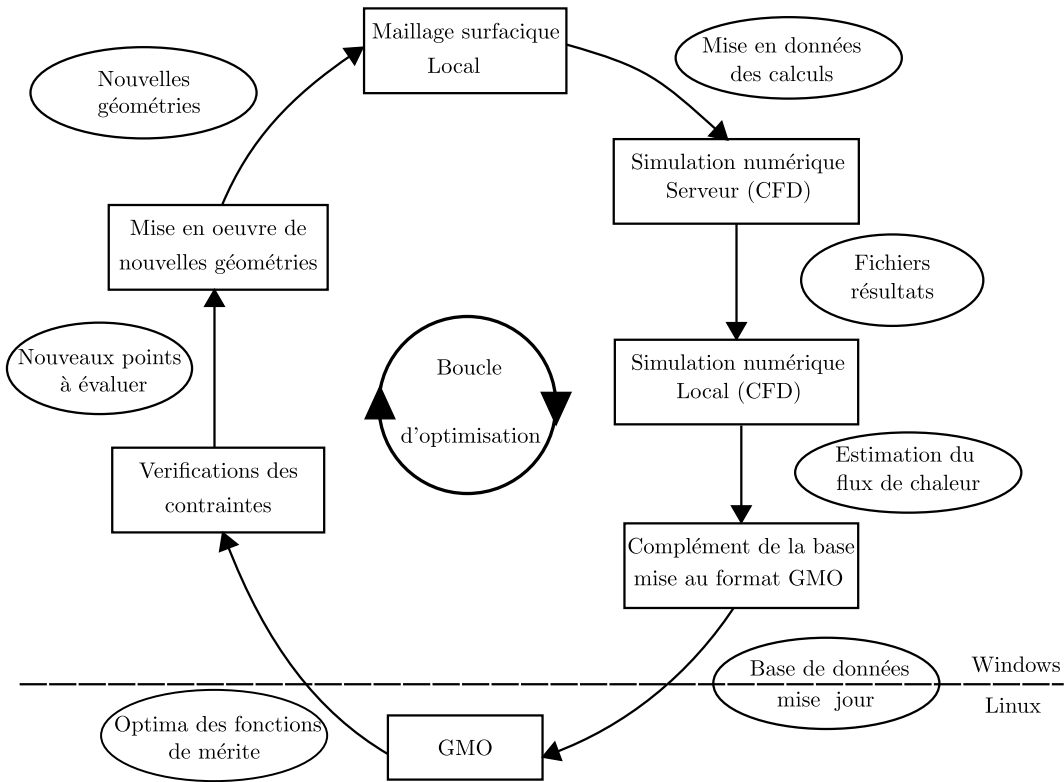


Figure 5.11: Présentation de la boucle d'optimisation.

5.4.5 Vérification des contraintes

Dans l'espace des paramètres géométriques choisis, il faut s'assurer qu'il y ait un minimum de porosité afin de permettre une bonne reconstruction de l'interface. De plus l'espacement entre deux fils adjacents doit être inférieur à la longueur capillaire pour que les forces de tension de surface restent prédominantes pour assurer un bon confinement de la solution saline de bromure de lithium. Ces deux contraintes se traduisent par :

$$\begin{cases} \varepsilon_{opt} \geq \varepsilon_{min} = \left[\frac{l_g - d_{w_{opt}} N_{y_{opt}}}{l_g} \right]^2 \\ L_{w_{opt}} < L_{cap} = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho g}} \end{cases} \quad (5.25)$$

$$L_{w_{opt}} < L_{cap} = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho g}} \quad (5.26)$$

avec $L_{w_{opt}}$ l'espacement optimal entre deux fils adjacents défini par :

$$L_{w_{opt}} = \frac{l_g}{N_{y_{opt}}} - d_{w_{opt}} \quad (5.27)$$

La figure 5.14 résume la description précédente.

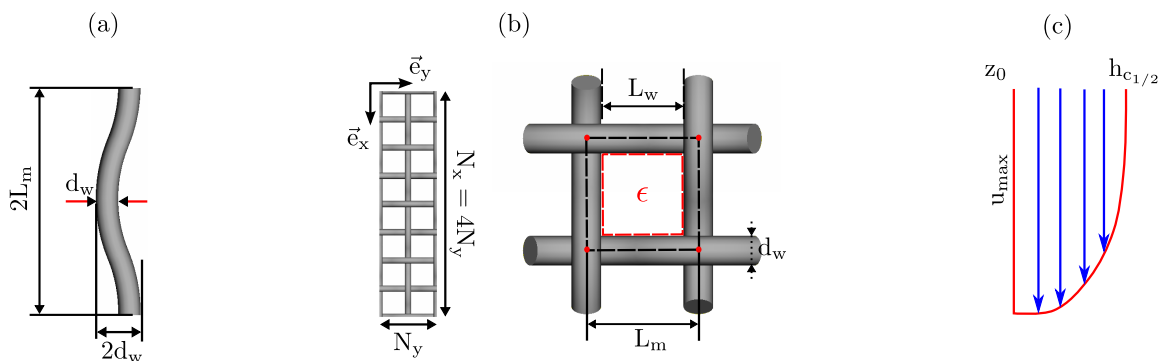


Figure 5.12: Description des paramètres de simulation. (a) Forme des fils, (b) Nombre de mailles et configuration géométrique d'une maille, (c) Profil de vitesse 2D.

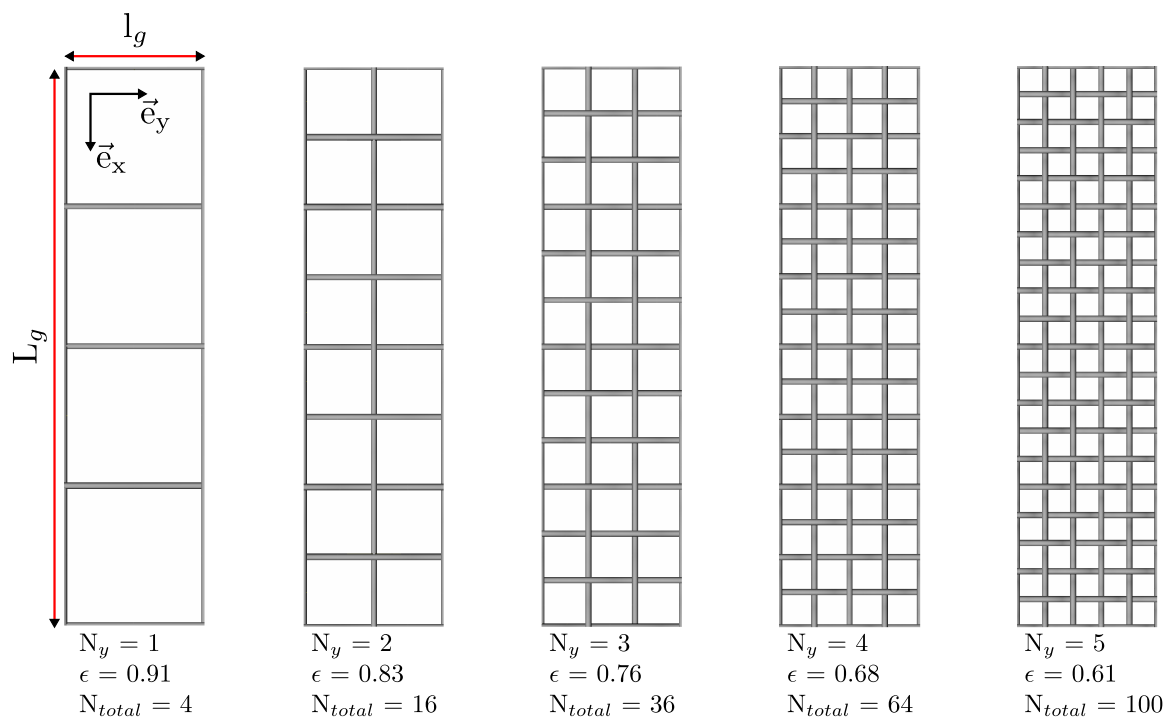


Figure 5.13: Évolution du nombre de mailles pour une surface donnée et influence sur la porosité de la grille.

5.4.6 Simulation

5.4.6.1 Description du domaine simulé

La simulation consiste ici en une reconstruction de l'interface liquide/vapeur puis à une estimation du flux de chaleur qui y diffuse. Le domaine simulé est semblable en partie à celui présenté dans le chapitre 4 (Fig.5.15) à la différence que dans le cas présent on considère que

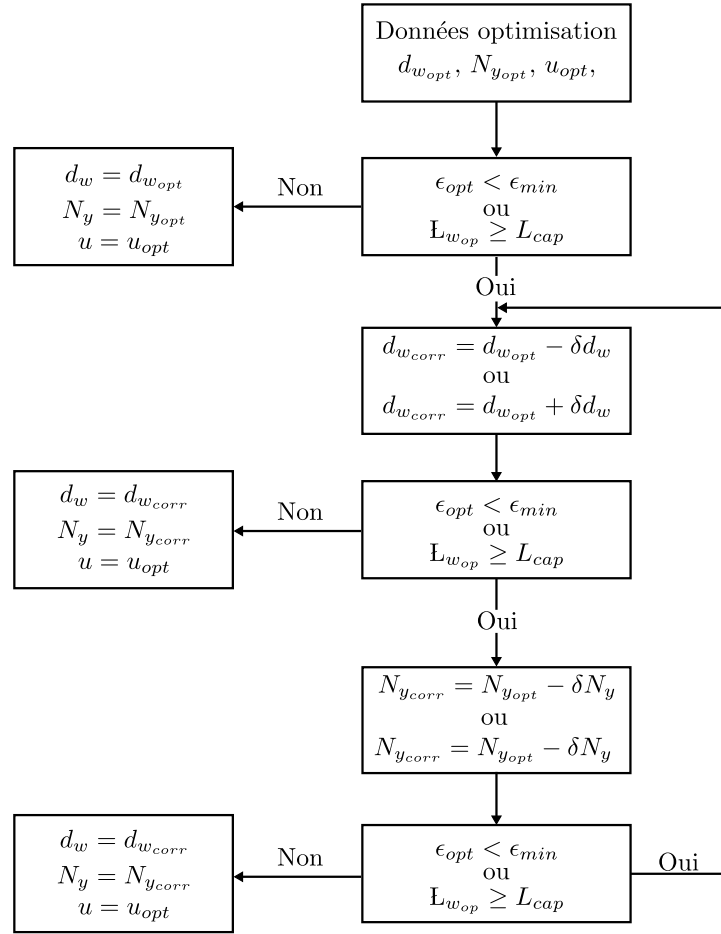


Figure 5.14: Description de l'algorithme de correction.

l'écoulement est confiné entre deux grilles tissées, laissant apparaître un plan de symétrie au centre du canal qui sera considéré comme point de référence $z = 0$. Ainsi, z variera entre $-h_{c1/2}$ et $h_{c1/2}$ (Fig.5.15(a)).

Pour des raisons de temps de simulation, la partie amont du canal (partie fermée) a été diminué de moitié soit 5 mm ainsi que la partie aval (canal) qui passe de 8 mm à 1 mm. La longueur et la largeur de la grille sont respectivement fixées à $L_g = 5,52$ mm et $l_g = 1,38$ mm. De plus, seule une partie de la grille est simulée du fait de la présence du plan de symétrie (Fig.5.15(b)).

Trois simulations différentes ont été nécessaires. Les deux premières concernent la reconstruction de l'interface liquide/vapeur comme décrite dans le chapitre 4. Quant à la troisième, elle permet d'évaluer le taux de transfert de chaleur qui diffuse à travers l'interface à partir du modèle décrit précédemment. Au cours de cette simulation, l'équation de quantité de mouvement n'est pas résolue car il a été considéré que le profil de vitesse a totalement convergé (Fig.4.15) et ne varie plus au cours du temps. Le fait de ne pas résoudre la quantité de mouvement permet aussi de s'affranchir des instabilités numériques liées au modèle *VOF*, qui peuvent

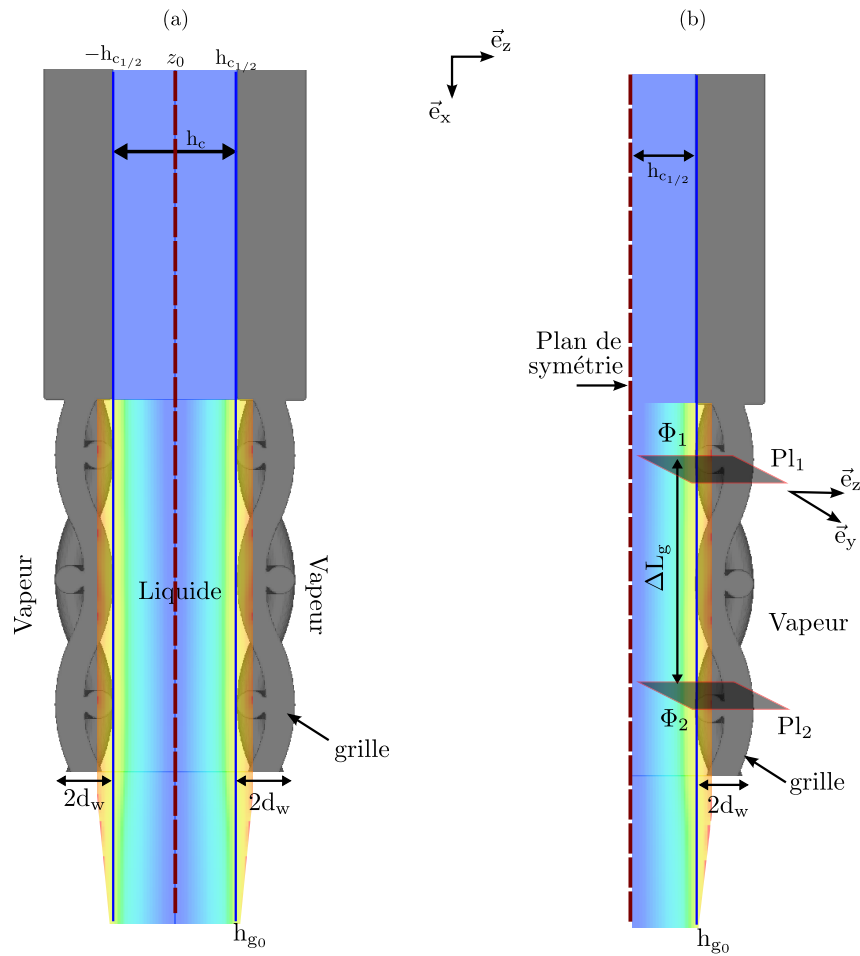


Figure 5.15: Description du domaine simulé. (a) Configuration réelle sur banc, (b) Configuration simulée et estimation du flux.

apporter des erreurs dans la résolution du champs de température et donc dans l'estimation du taux de transfert. Le tableau 5.3 résume les caractéristiques de chaque évaluation qui peut prendre jusqu'à trois jours.

Table 5.3: Estimation du coût en temps d'une évaluation

	Simulation 1	Simulation 2	Simulation 3
Nombre de cellules	≈ 418992	≈ 7665210	≈ 3774645
Temps simulation [s]	0,5	0,005	0,1 à 0,2
Temps réel [h]	10 à 48	7 à 15	24 à 36

Il est à noter que dans toutes les simulations, l'angle de contact capillaire est fixé à 90° pour ne pas être influencé par le caractère hydrophobe ou hydrophile de la géométrie dans la mesure où c'est un paramètre qui n'est pas maîtrisé. De plus cet angle de contact se rapproche plus de la valeur de l'angle de contact pour un fil de *PET* qui est à priori hydrophobe.

5.4.6.2 Estimation du flux

Le flux Φ qui diffuse à travers l'interface est estimé en faisant un bilan d'énergie entre deux plans Pl_1 et Pl_2 situés à une distance ΔL_g comme le montre la figure Fig.5.15(b). Celui-ci est exprimé est W.cm^{-2} de grille.

$$\Phi = \frac{1}{\Delta L_g * l_g} (\Phi_2 - \Phi_1) = \frac{1}{\Delta L_g * l_g} \int_0^\delta \int_0^{l_g} \rho C_p (T_2 u_2 - T_1 u_1) ds \quad (5.28)$$

5.5 Résultats et discussion

L'ensemble des résultats mentionnés ici concerne l'estimation des transferts de chaleur d'une solution eau/bromure de lithium à 60 % en masse dont les caractéristiques sont mentionnées dans le tableau 5.2.

5.5.1 Définition des paramètres et initialisation

Nous sommes ici face à un problème nouveau, il n'existe pas d'études traitant du cas des grilles tissées dans la littérature. La définition des limites des paramètres, surtout, géométriques n'est pas facile dans la mesure où nous ne connaissons pas à priori le comportement en simulation de certaines configurations. En ce qui concerne la vitesse d'écoulement cela est plus simple. L'étude est basée sur des travaux précédents (Goulet, 2011; Boudard & Bruzzo, 2010) pour fixer la valeur maximale de la vitesse correspondant à la vitesse maximale admise par une plaque d'absorption. Les paramètres sont regroupés dans le tableau 5.4.

Table 5.4: Valeurs minimale et maximale des paramètres

	Minimum	Maximum
u_0 [m.s ⁻¹]	0,101	0,315
d_w [μm]	50	135
N_y	1	5

La figure 5.16 présente la répartition des points de la base de données initiale dans l'espace des paramètres. Ceci limite le risque de rester bloqué dans un bassin local et permet une exploration globale de l'espace des paramètres. Il est à remarquer que les points sont assez

bien répartis dans l'espace du domaine interpolé avec pour chaque paramètre la présence du minimum et du maximum. Il est à noter aussi que, plusieurs configurations présentent déjà un flux plus élevé (Environ 100 % d'augmentation) par rapport à la configuration de référence² correspondant à la grille initiale avec une vitesse de $0,315 \text{ m.s}^{-1}$.

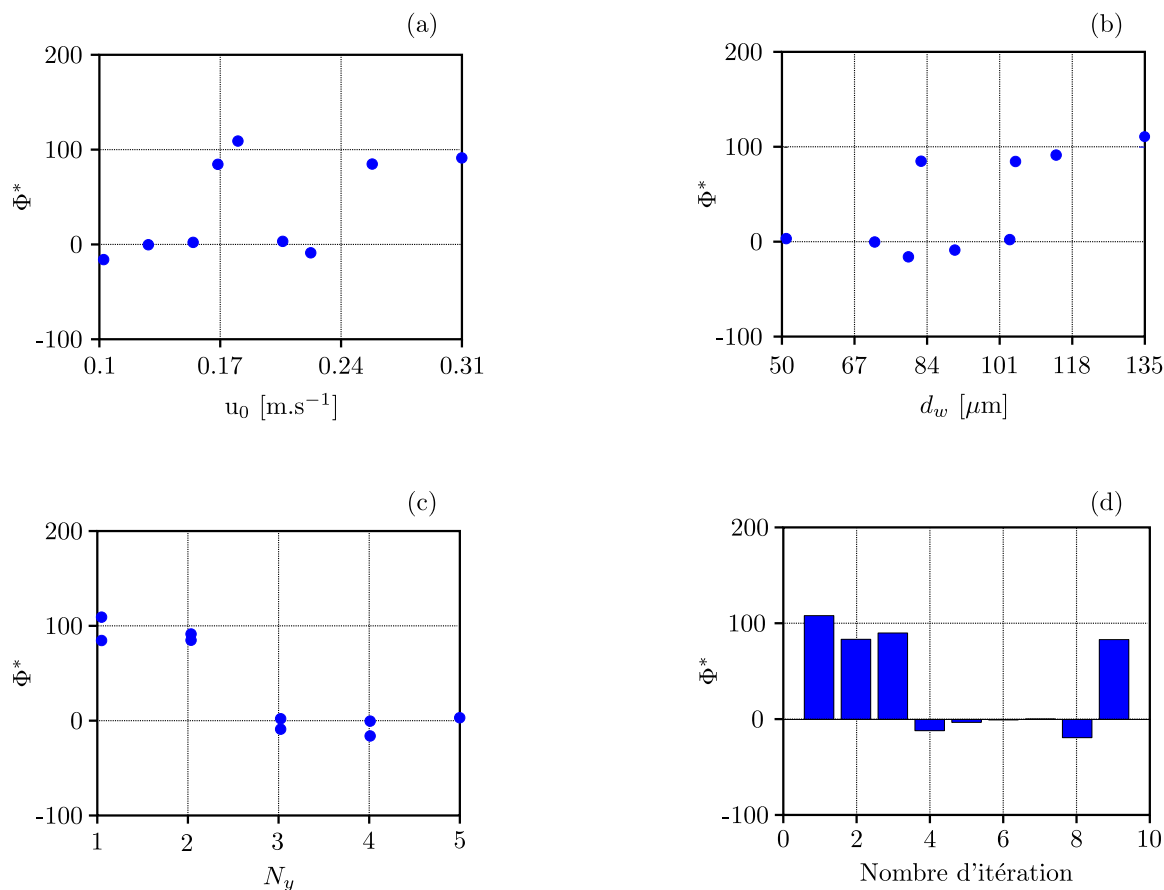


Figure 5.16: Intensification des transferts de chaleur exprimée en %. (a) Influence de u_0 , (b) Influence de d_w , (c) influence de N_y , (d) synthèse de l'initialisation.

Avec

$$\Phi^* = \frac{\Phi - \Phi_{ref}}{\Phi_{ref}} \times 100 \quad (5.29)$$

où Φ est le flux pour une configuration donnée, et Φ_{ref} , le flux pour la configuration de référence.

²Rappel : C'est la grille utilisée actuellement sur le banc d'absorption avec $d_w = 103 \text{ μm}$, $L_m = 388 \text{ μm}$ et $L_w = 285 \text{ μm}$.

5.5.2 Convergence du système

Comme mentionné dans la section 5.4.2.1, il a été choisi de fixer un nombre d'itérations et de voir si la solution converge vers un optimum. Le nombre de simulations a été fixé à 30 avec la possibilité de l'augmenter si la solution proposée n'est pas satisfaisante. Chaque itération ici sera considérée comme une simulation (évaluation) du fait qu'il n'a pas été possible de les paralléliser. La figure 5.17 montre que dès les premières itérations, la méthode du *GMO* va rapidement vers la solution. Après environ 22 itérations, il n'y a plus d'évolution de la solution. Comparée à la configuration de référence, la solution optimale obtenue permet d'avoir un flux d'environ 2,5 fois supérieur ($\approx 153\%$ d'augmentation). Cela est très intéressant et convient parfaitement.

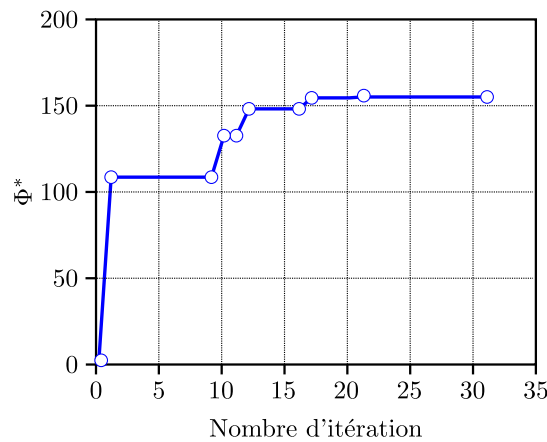


Figure 5.17: Intensification des transferts en fonction du nombre d'évaluation *CFD*.

5.5.3 Influence des paramètres d'optimisation

La figure 5.18 présente l'évolution du flux en fonction de chaque paramètre. Chaque point représente une évaluation.

En ce qui concerne la vitesse d'écoulement (Fig 5.18(a)), deux bassins quasiment de même flux apparaissent pour de faibles vitesses (pour $u_0 < 0,12 \text{ m.s}^{-1}$) et pour de grandes vitesses (u_0 autour de $0,28 \text{ m.s}^{-1}$). Entre ces deux bassins, le flux est faible. Le *GMO* a balayé l'ensemble de l'espace de mesure. Néanmoins on peut voir qu'il y a plus de points d'évaluation autour du bassin entourant la vitesse de $0,28 \text{ m.s}^{-1}$ où le *GMO* semble converger vers la solution optimale globale. Ceci amène à choisir cette valeur de vitesse comme la valeur optimale dans la suite de ce travail $u_{opt} = 0,288 \text{ m.s}^{-1}$.

En ce qui concerne le diamètre du fil (Fig 5.18(b)), il semble ne pas montrer de bassin prononcé. Toutefois, il est à remarquer que le flux est maximal autour de $d_w = 55 - 65 \mu\text{m}$ montrant le fort potentiel des points évalués dans cette zone. Les points d'évaluation autour de $d_w = 90 - 100 \mu\text{m}$ présentent aussi un fort potentiel. De plus, lorsque le diamètre du fil tend vers $d_w = 50 \mu\text{m}$ le flux diminue à nouveau. Le point d'évaluation autour du bassin $55 < d_w < 65 \mu\text{m}$ pour lequel le flux est maximal se situe à $d_{wopt} = 61 \mu\text{m}$.

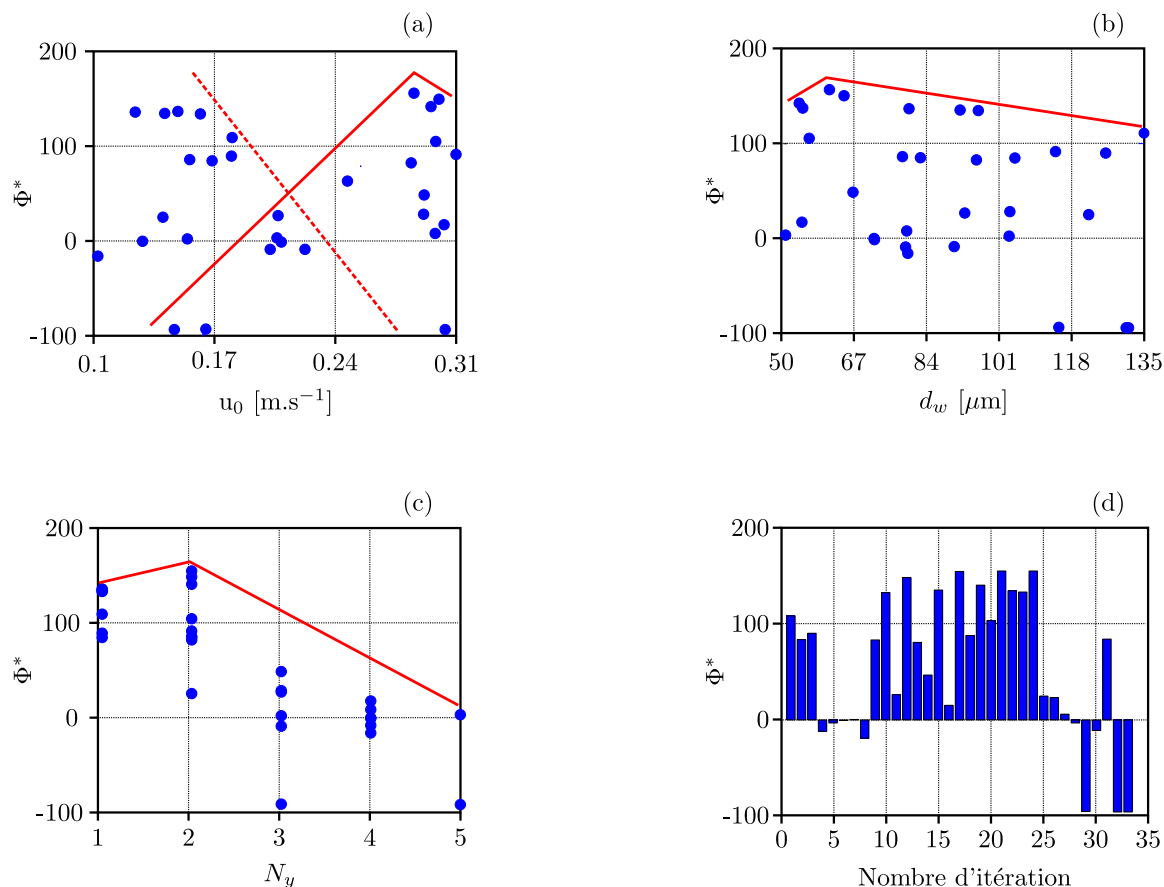


Figure 5.18: Intensification des transferts de chaleur exprimée en %. (a) Influence de u_0 , (b) Influence de d_w , (c) influence de N_y , (d) synthèse des différentes configurations.

Enfin concernant N_y , la figure 5.18(c) montre une évolution quasi exponentielle du flux entre $2 < N_y < 5$ avec l'apparition d'un bassin prononcé où le flux est maximale et diminue légèrement entre $N_y = 1$ et $N_y = 2$. Le risque concernant ce paramètre était que le *GMO* aille chercher vers les valeurs faibles de N_y , pour lesquelles nous avons le maximum de porosité³, sans se préoccuper des autres valeurs. Cela n'a pas été le cas, car on peut voir que le *GMO* a évalué autant de points pour $N_y = 3$ que pour $N_y = 4$, montrant qu'il a bien balayé l'espace des paramètres. Pour ce paramètre aussi, la configuration pour laquelle le flux est maximale apparaît pour $N_{y_{opt}} = 2$. La figure 5.18(d), résume l'ensemble des configurations. Cette figure montre qu'il y a plus de configuration présentant un ratio positif que négatifs du taux de transfert.

³Surface d'échange disponible ou surface ouverte au fluide

5.5.4 Influence des paramètres annexes

Nous avons vu qu'à partir des paramètres géométriques (N_y et d_w), différents paramètres caractéristiques de la grille tels que la porosité ε (Eq.5.25) ou encore l'espacement entre deux fils adjacents L_w (Eq.5.30) peuvent être définies. Cette partie vise à montrer l'influence de ces deux paramètres.

$$L_w = \frac{l_g}{N_y} - d_w \quad (5.30)$$

La figure 5.19(a) montre que le flux augmente avec la racine carrée de la porosité de façon quasi-linéaire jusqu'à une valeur $\approx 0,922$ correspondant à une porosité égale à environ $\approx 85\%$. Au delà, le flux est quasi constant à une valeur $\approx 54,7 \text{ W.cm}^{-2}$. Ceci montre que la géométrie participe à l'augmentation du flux en modifiant la forme de l'interface. Le fait que le flux n'augmente plus à partir d'une certaine porosité peut être expliqué par le fait que la géométrie n'influence plus la surface d'échange et aussi par le fait qu'il y a moins de mouvement de vorticité. L'effet des fortes porosités apparaît pour $N_y = 1$, où il n'y a que quatre mailles (Fig.5.13) et donc peu de zones de création de mouvement de vorticité qui augmentent le flux. Ces deux points expliquent l'évolution constatée du flux en fonction de la porosité et seront abordés plus en détails dans la suite. Ainsi, pour avoir le maximum de flux, il serait judicieux de travailler dans la gamme de valeurs de $\sqrt{\varepsilon}$ comprises entre 0,883 et 0,922 correspondant à des porosités comprises entre 78 et 85 %. Dans le cas présent, avec les paramètres optimales N_{yopt} et d_{wopt} , la porosité ε_{opt} est de 82 %. L'équation 5.31 donne la relation du taux de transfert en fonction de la racine carrée de la porosité dans l'intervalle $0,75 \leq \sqrt{\varepsilon} \leq 1$.

$$\Phi(\varepsilon) \approx 192,73\sqrt{\varepsilon} - 129,27 \quad (5.31)$$

En ce qui concerne l'espacement entre deux fils adjacents, la figure 5.19(b) présente l'évolution du flux en fonction du paramètre adimensionnel combinant L_w et d_w . On peut voir comme dans le cas de la porosité, que le flux augmente approximativement de façon linéaire jusqu'à $L_w/d_w \approx 13$ puis baisse un peu avant de rester quasi constant. Ce paramètre fixe donc la limite à respecter entre les deux paramètres caractéristiques de la géométrie. Ceci montre surtout qu'à partir d'un certain espacement entre deux fils adjacents d'environ $1200 \mu\text{m}$, soit la moitié de la longueur capillaire (L_{cap}), le diamètre du fil a peu ou pas d'influence sur le flux⁴. Ceci explique pourquoi le bassin au niveau du diamètre du fil est peu prononcé car celui-ci n'a plus trop d'influence sur le flux qui diffuse à travers l'interface dans la gamme de porosité de travail mentionnée précédemment. Il apparaît aussi que, pour avoir un flux maximal, il faut travailler entre $9 \leq L_w/d_w \leq 13$. Dans le cas présent $(L_w/d_w)_{opt}$ est égale à 10 correspondant à un espacement $L_{wopt} = 630 \mu\text{m}$ soit $\approx \frac{1}{3}L_{cap}$. Dans l'intervalle $3 \leq L_w/d_w \leq 13$, l'équation 5.32 traduit la relation linéaire entre le taux de transfert et le paramètre adimensionnel.

$$\Phi\left(\frac{L_w}{d_w}\right) \approx 4,2083 \frac{L_w}{d_w} + 4,743 \quad (5.32)$$

⁴De plus il a été remarqué au cours des simulations numériques que pour un espacement entre deux fils adjacents inférieur à $\approx 2,5$ fois la longueur capillaire, le confinement de la solution est difficile à réaliser.

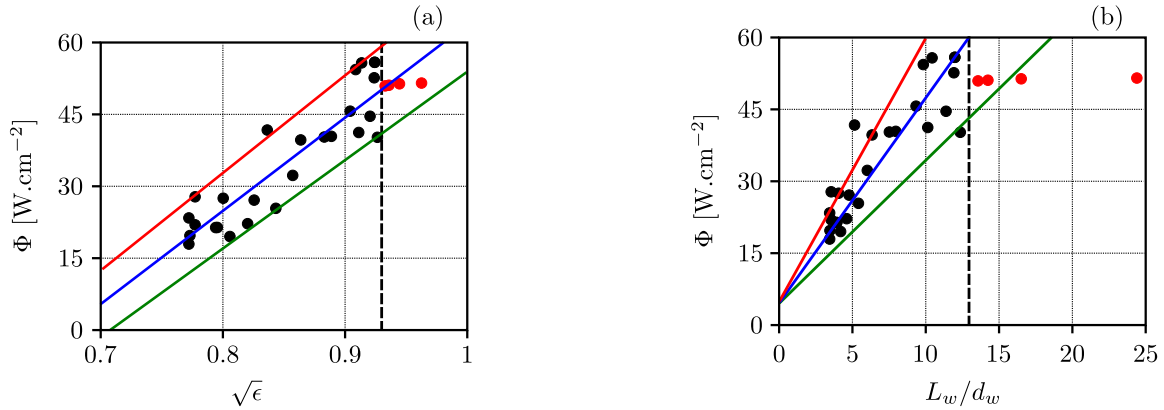


Figure 5.19: Intensification des transferts de chaleur. (a) Influence de la porosité, (b) Influence du paramètre adimensionnel L_w/d_w . Les traits bleus représentent la régression linéaire, les traits vert et rouge représentent une erreur de $\pm 5\%$ et une erreur de $\pm 30\%$ respectivement pour le cas (a) et le cas (b). Le trait noir pointillé est la valeur limite.

5.5.5 Influence des paramètres : Cartographie 2D

Dans la section 5.5.3 et la section 5.5.4 des cartographies de chaque paramètre ont été montrées de manière individuelle. Cette section vise à reconstruire la surface de réponse à partir des données d'optimisation en utilisant la méthode du Krigage (Voir la section 5.4.2.1). Ces surfaces de réponse permettront de suivre simultanément sur un même graphique l'évolution de différents paramètres. Etant donné que nous disposons d'environ 40 points, nous avons d'abord évalué la capacité de la méthode à prédire de manière correcte une surface de réponse avec ce nombre de points.

Pour cela, nous avons pris deux fonctions analytiques connues : la fonction de Griewank et la fonction de Easom. L'évaluation consiste à partir de l'expression analytique de chaque fonction à trouver la solution exacte de celle-ci, puis à bruite la surface et la reconstruire avec la méthode de krigage. La surface bruitée ici correspond à la surface évaluée avec peu de points ne permettant pas une représentation correcte de la solution exacte de la fonction. La surface interpolée issue de cette surface bruitée sera comparée à la surface exacte obtenue avec un grand nombre de points d'évaluation.

5.5.5.1 Exemple 1 : cas de la fonction de Easom

La fonction de Easom dont l'expression est donnée par l'équation 5.33 présente un minimum global en $F(\pi, \pi) = -1$. Elle est bornée en $[min, max] = [-5, 5]$.

$$F(x, y) = \cos(x) \cos(y) \exp \left[-(x - \pi)^2 - (y - \pi)^2 \right] \quad (5.33)$$

Dans ce premier cas, les points sont évalués sans se préoccuper du fait qu'ils passent par le minimum ou pas. Ils sont pris de façon aléatoire dans l'espace de définition de la fonction.

La figure 5.20 montre que même avec un faible nombre de points, ici 36 points, (Fig.5.20(a)),

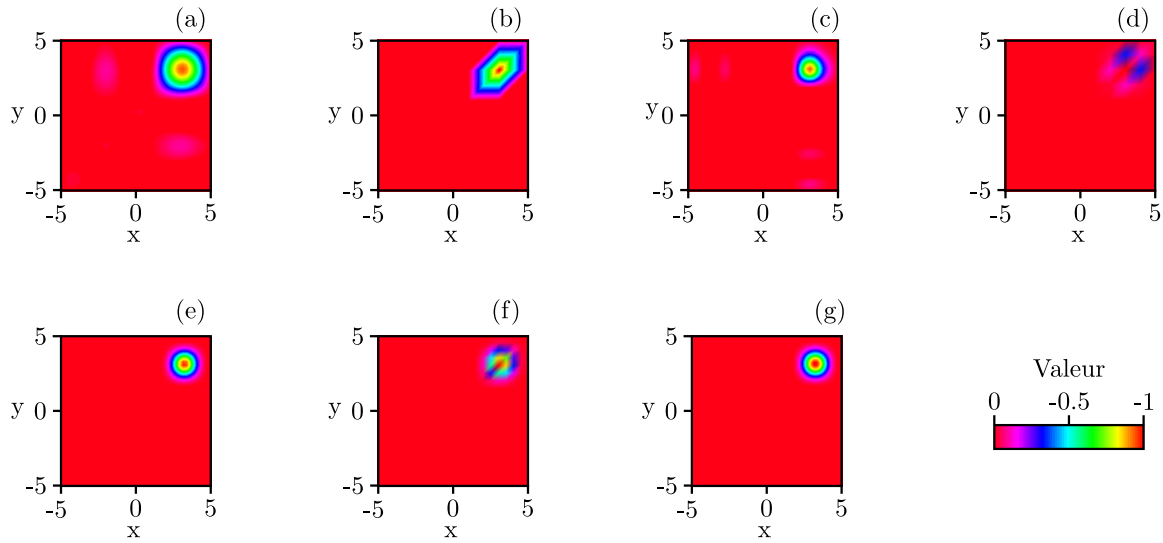


Figure 5.20: Influence du nombre de points sur la surface interpolée : cas de la fonction de Easom. (a) surface interpolée 36 points, (b) surface bruitée 36 points, (c) surface interpolée 101 points, (d) surface bruitée 101 points, (e) surface interpolée 441 points, (f) surface bruitée 441 points, (g) solution exacte.

qualitativement, la surface de réponse estimée avec la méthode de krigeage présente la même évolution que la surface réelle (Fig.5.20(g)), mais avec une diffusion plus grande autour du minimum qui est situé quasiment aux mêmes coordonnées que le minimum réel (Fig.5.21). Aussi, il apparaît que la méthode a du mal avec peu de points à prendre en compte les petites rugosités de surface. En effet, la figure 5.21 montre qu'elle oscille autour avec une erreur de $\pm 10\%$ ce qui est relativement acceptable. Les figures 5.20(c) et 5.20(e) montrent qu'à partir de 101 points, la surface est parfaitement interpolée avec peu d'oscillations au niveau du plateau. Il faut aussi dire que la fonction de Easom a un minimum global présentant un pic très fort et très localisé qu'il est difficile d'évaluer correctement avec précision et peu de points d'évaluation.

5.5.5.2 Exemple 2 : cas de la fonction de Griewank

La Fonction de Griewank présente plusieurs minimas avec un minimum global égale à -1 localisé en zéro dans l'intervalle $[-6, 6]$. L'équation 5.34 donne l'expression analytique de cette fonction où f_r est égale à 50 et n désigne le nombre de paramètres.

$$F(x) = \sum_{i=1}^n \frac{x_i}{f_r} \prod_{i=1}^n \cos(x_i) \quad (5.34)$$

Dans le cas présent, on s'est assuré que le point passant par le minimum global soit évalué. Les résultats présentés ici représentent un cas avec deux paramètres, donc $n = 2$.

Il apparaît à travers la figure 5.22 et la figure 5.23 que même avec peu de points (36 points) la surface interpolée est quasi-identique à la surface réelle. La surface interpolée prend

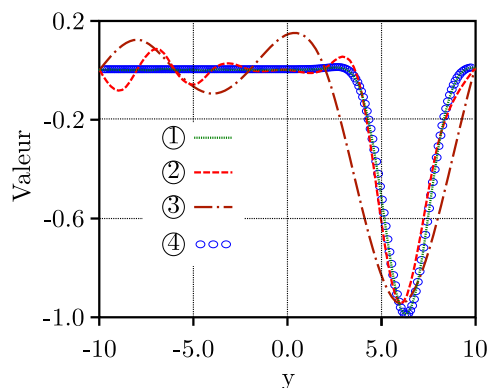


Figure 5.21: Évolution du profil pour $x = \pi = x_{min}$. ① - 441 points, ② - 101 points, ③ - 36 points, ④ - solution exacte.

en compte l'ensemble des courbures et évalue les minima locaux avec une grande précision. Cette figure montre que c'est la qualité des points évalués qui permet d'avoir une solution précise ou pas. En effet si les points critiques (minimum globale, borne de la fonction) ne sont pas évalués, alors le krigeage approche la solution réelle, mais des erreurs subsistent. C'est le cas de la fonction de Easom avec peu de points évalués.

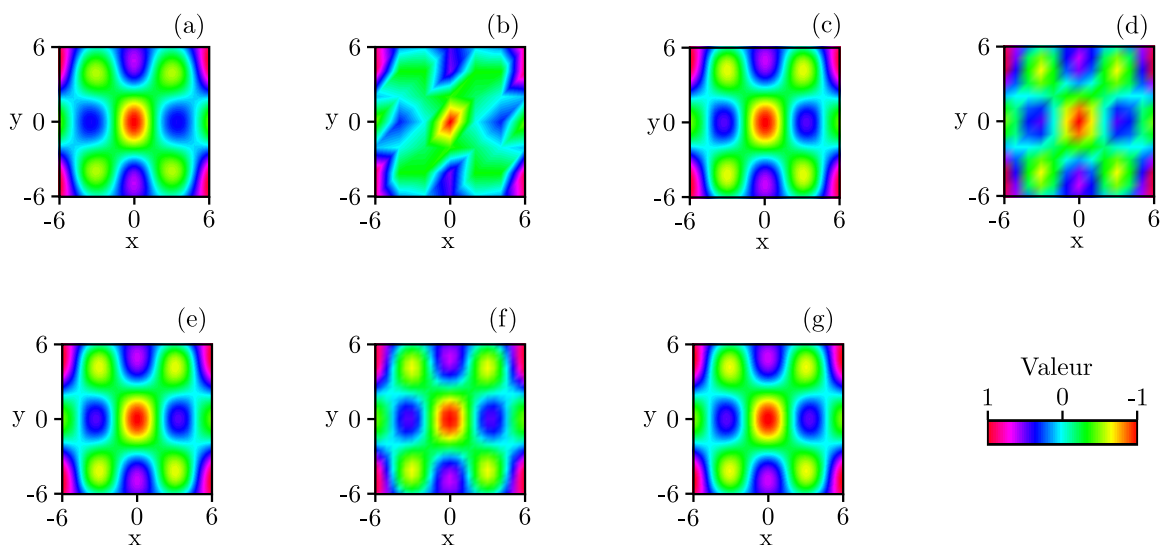


Figure 5.22: Influence du nombre de points sur la surface interpolée : cas de la fonction de Griewank. (a) surface interpolés 36 points, (b) surface bruité 36 points, (c) surface interpolée 101 points, (d) surface bruitée 101 points, (e) surface interpolée 441 points, (f) surface bruitée 441 points, (g) solution exacte.

Ces deux exemples montrent que la précision de la surface de réponse obtenue par le krigeage, et avec environ quarante points d'évaluations va dépendre non seulement de la qualité

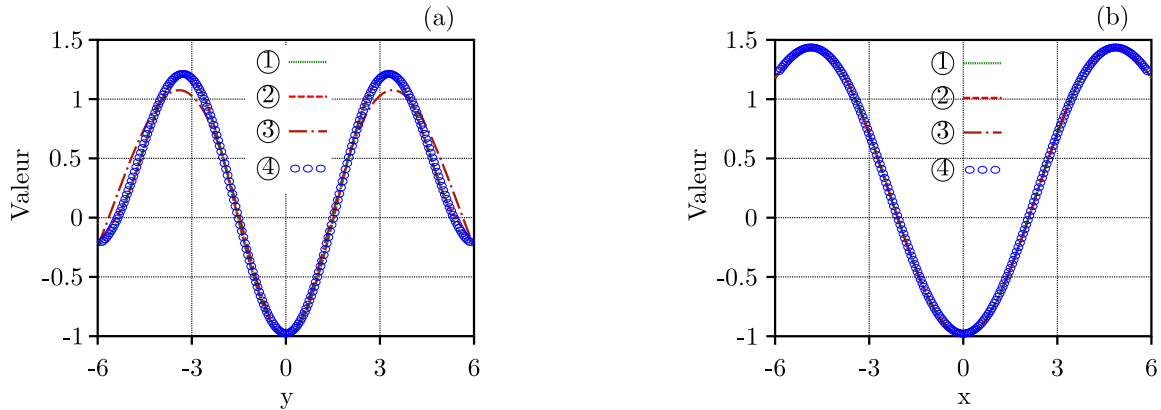


Figure 5.23: Influence du nombre de points : (a) Évolution du profil pour $x = 0 = x_{min}$, (b) Évolution du profil pour $y = 0 = y_{min}$. ① - 441 points, ② - 101 points, ③ - 36 points, ④ - solution exacte.

des points évalués, mais aussi de la forme générale de la surface à évaluer.

5.5.5.3 Cartographie 2D des paramètres

En appliquant la même méthode que pour les deux exemples précédents, nous avons déterminé la surface de réponse permettant de rendre compte de l'influence des trois paramètres en même temps. Chaque cartographie présentée ici montre l'évolution du flux pour un diamètre d_w fixé en fonction de la vitesse d'écoulement u_0 , du nombre de mailles N_y et de la porosité ε . Ces cartographies permettent d'avoir une vision plus globale sur la sensibilité des paramètres ainsi que leur influence sur le flux de façon plus fine. La base de données après optimisation a été complétée en évaluant les points au niveau des bornes (limite du domaine), aussi en supposant que le flux est négligeable pour chaque couple (d_w, N_y) donc la porosité est inférieure à 30 % quelque soit la vitesse u_0 . La figure 5.24 présente l'ensemble des cartographies.

Ces cartographies montrent que le flux diminue avec l'augmentation du diamètre du fil. Pour une même porosité le flux est supérieur pour de petits diamètres de fils. Il apparaît aussi que pour des diamètres de fils élevés $d_w > 100 \mu\text{m}$, le flux est meilleur pour de faibles valeurs de N_y où la porosité est élevée et pour de faibles vitesses inférieures à $0,15 \text{ m.s}^{-1}$.

De plus, jusqu'à un diamètre de fil approximativement égale à $70 \mu\text{m}$ et pour des porosités comprises entre 78 % et 85 % le flux présente la même évolution. Les cartographies montrent aussi un réel intérêt à adopter de petits diamètres de fils pour un nombre de maille optimal égale à 2. Elles confirment que ce n'est pas pour la plus haute vitesse d'écoulement et pour la plus grande porosité que le flux est maximum. Au contraire, elles montrent que pour de fortes porosités ($\varepsilon > 0,85$) et pour de grandes vitesses d'écoulement ($u_0 > 0,24 \text{ m.s}^{-1}$), le flux diminue. Les raisons de cette évolution résident dans la forme de l'interface obtenue présentant la meilleure surface d'échange et surtout dans ce que nous avons évoqué précédemment en ce qui concerne le nombre de sites de recirculation, celui-ci étant divisé par quatre lorsqu'on passe de $N_y = 1$ à $N_y = 2$ pour quasiment la même surface d'échange respectivement de $6,1 \text{ mm}^2$ et

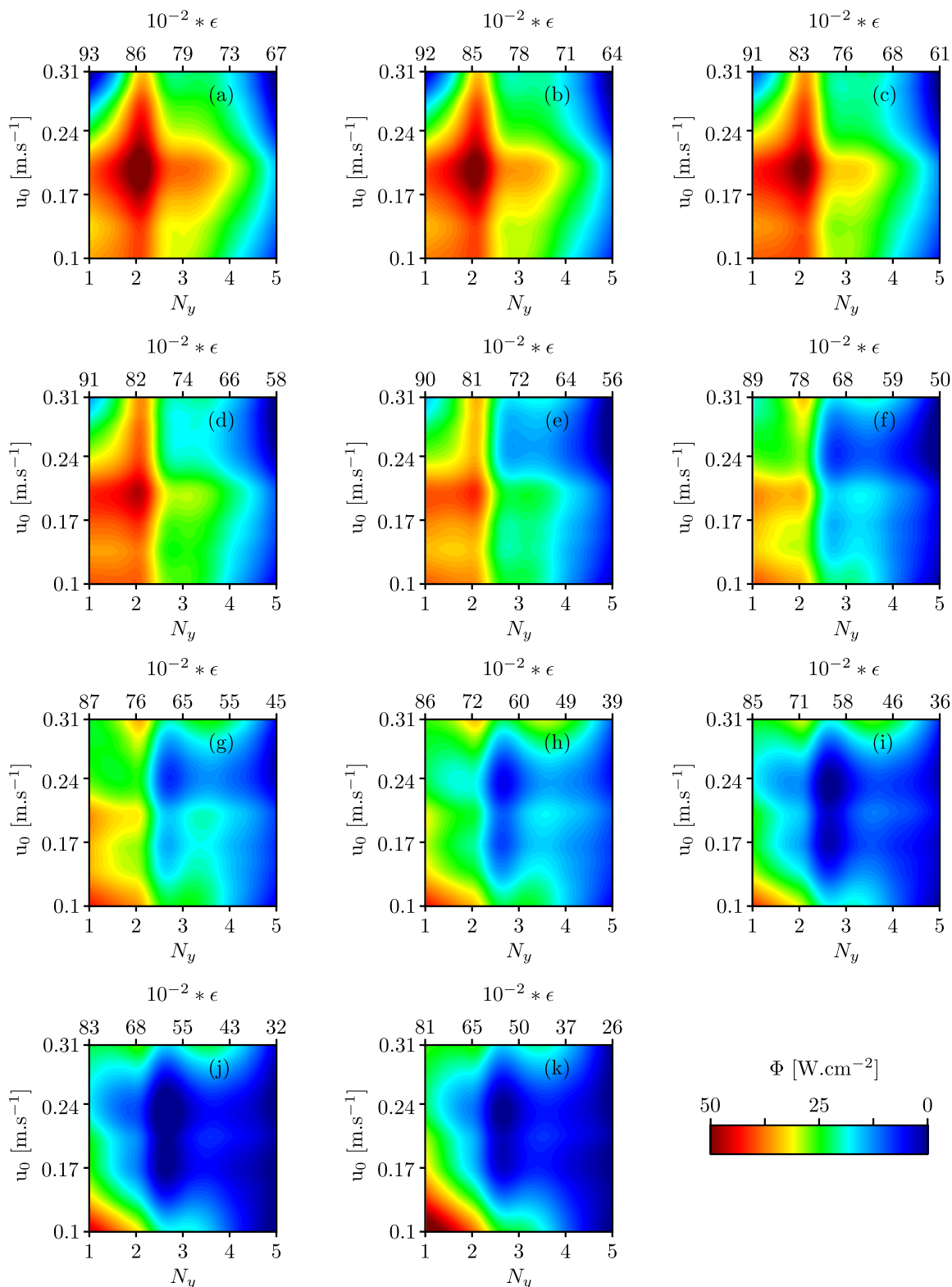


Figure 5.24: Cartographie du flux pour différents diamètres de fil. (a) $d_w = 50 \mu\text{m}$, (b) $d_w = 55 \mu\text{m}$, (c) $d_w = 60 \mu\text{m}$, (d) $d_w = 65 \mu\text{m}$, (e) $d_w = 70 \mu\text{m}$, (f) $d_w = 80 \mu\text{m}$, (g) $d_w = 90 \mu\text{m}$, (h) $d_w = 103 \mu\text{m}$, (i) $d_w = 110 \mu\text{m}$, (j) $d_w = 120 \mu\text{m}$, (k) $d_w = 135 \mu\text{m}$.

6,2 mm². Les sites de recirculation se trouvent au niveau des points de rencontre entre le fil suivant la direction transversale \vec{e}_y et l'écoulement dans le sens longitudinal \vec{e}_x et pour chaque ménisque. La figure 5.13 montre que en passant de $N_y = 2$ à $N_y = 1$, le nombre de sites de recirculation est divisé par quatre comme le nombre de ménisques.

Enfin les figures incitent à l'utilisation de fils de diamètre encore inférieur à ceux étudiés où le flux semble plus élevé et surtout dans une plage de paramètres plus large.

Néanmoins, on peut voir en ce qui concerne la vitesse d'écoulement que la valeur optimale n'est pas situé au niveau de $u_0 = 0,28 \text{ m.s}^{-1}$. Ceci est dû à la présence de deux minima d'à peu près la même valeur de flux situés à $u_1 = 0,101 \text{ m.s}^{-1}$ et $u_2 = 0,315 \text{ m.s}^{-1}$, d'où l'extrapolation de la courbure qui dans ce cas passe par un maximum égale à 0,208 soit $[\approx (u_1 + u_2)/2]$ constaté sur la figure.

5.5.6 Compréhension de l'évolution du flux au sein d'une grille tissée : comparaison entre le cas de référence et le cas optimal

Cette partie vise à mettre en évidence les phénomènes physiques expliquant l'influence de la géométrie sur le flux. Ainsi, nous allons comparer le cas de référence au cas optimal en fonction de nombreux critères : gain de surface et surface d'échange, présence de vorticité, contrainte visqueuse et vitesse proche de l'interface.

La figure 5.25 montre l'évolution du nombre de Péclet en fonction de $z/h_{c1/2}$ pour la configuration de référence et la configuration optimale. Il apparaît que peu importe la configuration, on peut distinguer deux zones suivant l'axe \vec{e}_z :

pour $z/h_{c1/2} > 1$, le nombre de Péclet et le flux sont faibles⁵ surtout pour la configuration de référence. Dans cette zone, il y a compétition entre le transfert convectif et le transfert diffusif et le flux n'y représente en moyenne que 7 % du flux total ce qui est très faible⁶. Pour chaque configuration à $x/L_w = 0$ le nombre de Péclet est quasi nul. Cette zone correspond à la zone morte derrière le fil. Néanmoins, à partir de $x/L_w = 0,25$, on remarque que la convection est déjà plus importante, proche de l'interface dans le cas optimal avec un nombre de Péclet minimal de 5 environ (Fig.5.25(a)). Dans le cas de référence le Péclet ne dépasse pas 2 à proximité de l'interface quel que soit la position dans la maille (Fig.5.25(b)). Il apparaît aussi dans les deux configurations que le nombre de Péclet à l'interface est maximal à $x/L_w = 0,75$, car c'est à cette position que la vitesse est maximale. Pour $x/L_w = 1$, celui-ci revient à la valeur pour $x/L_w = 0,25$ du fait de la symétrisation de l'écoulement par rapport au centre de la maille.

Ces observations s'expliquent par deux raisons principales. La première est l'augmentation de l'espacement entre deux fils adjacents⁷ qui favorise la porosité et diminue l'effet de la force de tension de surface augmentant ainsi la vitesse interfaciale et donc la turbulence. La seconde est la diminution du diamètre du fil⁸, ce qui réduit fortement les zones mortes et aussi la hauteur de la zone à faible vitesse.

Pour $z/h_{c1/2} \leq 1$ quelle que soit la configuration, la convection est dominante. On peut

⁵Nous avons montré dans le chapitre 4 que dans cette zone, la vitesse est très faible

⁶Ce chiffre dépend de la configuration de la grille, porosité, espacement entre deux fils et diamètre du fil

⁷En effet, $L_w = 285 \text{ } \mu\text{m}$ dans le cas de référence et $L_w = 630 \text{ } \mu\text{m}$ dans le cas optimal

⁸On passe de $d_w = 103 \text{ } \mu\text{m}$ dans le cas de référence à $d_w = 61 \text{ } \mu\text{m}$ dans le cas optimal

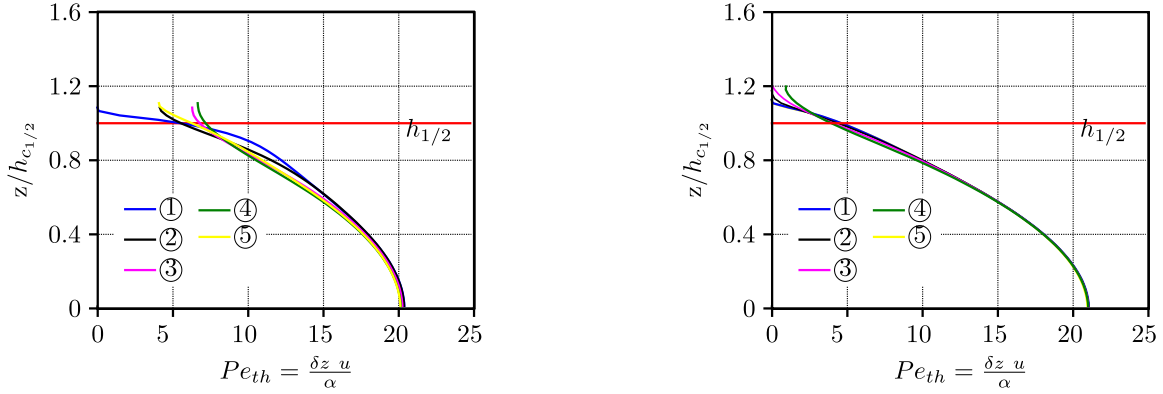


Figure 5.25: Évolution du nombre de Péclet suivant la profondeur du canal à différentes distances dans la maille pour $y/l_m = 0,5$. (a) Configuration optimale, (b) Configuration de référence. ① – $x/L_w = 0$; ② – $x/L_w = 0,25$; ③ – $x/L_w = 0,5$; ④ – $x/L_w = 0,75$; ⑤ – $x/L_w = 1$.

remarquer que la profondeur de pénétration thermique dans cette zone dépend fortement du diamètre du fil (Fig.5.26(a) et Fig.5.26(b)). En effet nous avons vu dans le chapitre 4 que l'épaisseur du film liquide est en moyenne égale à $d_w + h_c$ du fait de la montée capillaire. Ainsi plus le diamètre du fil est grand et plus l'épaisseur de film liquide augmente, augmentant ainsi la zone quasi-morte ($z/h_{c1/2} > 1$). Néanmoins, l'effet négatif de cette zone sur le flux est réduit pour de grandes porosités ($\varepsilon \geq 78 \%$) où le diamètre du fil n'a plus trop d'influence sur le flux.

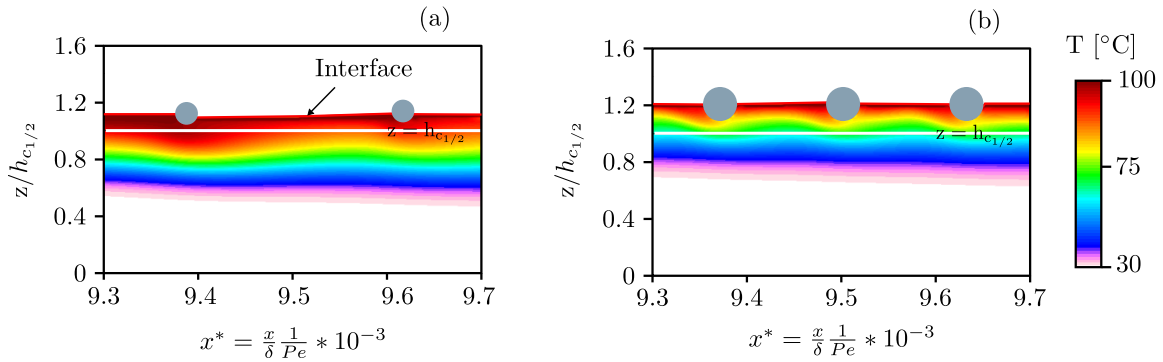


Figure 5.26: Évolution du profil de température pour $y/l_m = 0,5$: (a) Profil de température pour le cas optimal, (b) Profil de température pour le cas de référence.

La figure 5.26 montre que quelle que soit la nature de la grille, la diffusion de la température est plus importante dans les régions où sont localisés les fils suivant l'axe \vec{e}_x . Ceci est dû à la présence de la vorticité occasionnée par la forme de la grille (Fig.5.27). La figure 5.27(a) montre que dans le cas de la configuration optimale, les vortex créés sont intenses et la solution

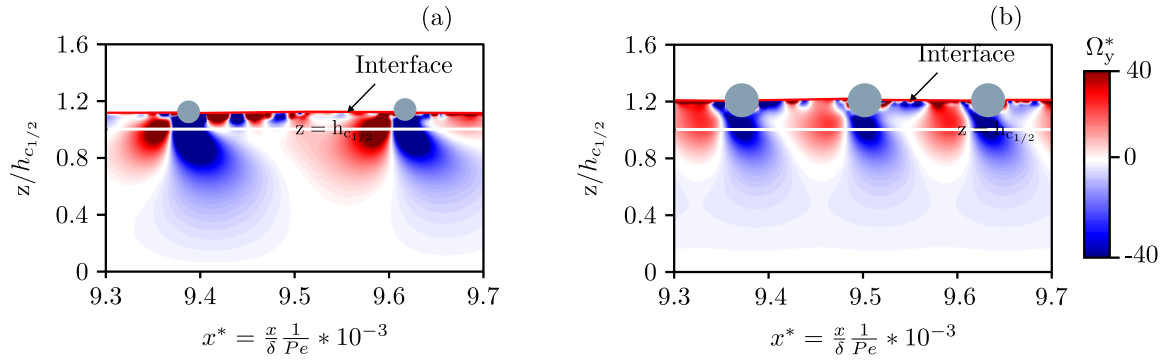


Figure 5.27: Évolution de la vorticité pour $y/l_m = 0,5$: (a) Profil de la vorticité pour le cas optimal, (b) Profil de la vorticité pour le cas de référence.

diffuse assez (Fig.5.26(a)) pour bénéficier de cet effet qui accroît les transferts.

Dans le cas de la configuration de référence (Fig.5.27(b)), il y a plus de zones de vorticité, pour une même longueur de grille, mais avec une intensité faible. Néanmoins, cela ne compense pas l'absence de surface d'échange et de convection proche de l'interface car la solution ne diffuse pas assez et ne profite pas des zones à forte vorticité et forte vitesse d'écoulement. Aussi, dans le cas de référence, on peut voir que la diffusion de la température est plus grande en amont qu'en aval du fil (Fig.5.28(b)). Cela est dû à la raison déjà évoquée précédemment, qui est la présence de zones mortes en aval du fil, lesquelles sont quasi-supprimées à faibles diamètres de fil comme le cas optimal où la diffusion de la température est aussi forte en aval qu'en amont du fil (Fig.5.26(a)).

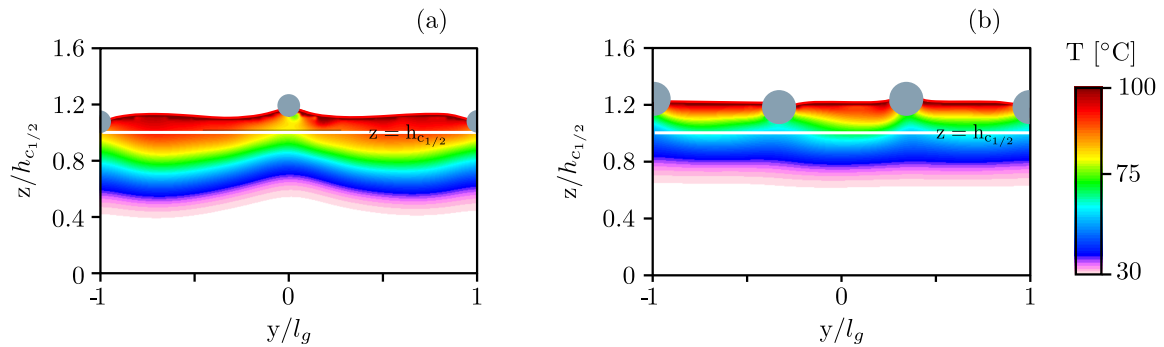


Figure 5.28: Comparaison cas de référence et cas optimal à $x^* \approx 0.01$: (a) Profil de température pour le cas optimal, (b) Profil de température pour le cas de référence.

Enfin, la comparaison entre la grille de référence et la grille optimale fait apparaître une zone critique comprise entre $0,6 < z/h_{c1/2} < 1$. En effet dans cette zone les vitesses du fluide sont assez importantes et la vorticité due à l'effet de la géométrie est aussi élevée. Ces deux effets combinés intensifient les transferts de chaleur et de masse. Or dans le cas de référence, on peut remarquer que dans cette zone les gradients de température sont faibles (Fig.5.26(b)).

et Fig.5.28(b)), avec une température pratiquement égale à T_0 . Cela se fait sentir au niveau du flux qui reste faible (Fig.5.29(a)). En effet, la solution ne diffuse pas assez pour bénéficier des conditions favorables aux transferts de chaleur et donc de masse rencontrées au sein de cette zone où la convection est importante. L'écoulement est fortement ralenti et il n'y a pas de régénération de la solution saline à l'interface. La grille se comporte à peu près comme une plaque fermée (Fig.5.30(b)) avec une contrainte visqueuse faible montrant qu'il y a très peu de gradient de vitesse entre le fil et le centre du ménisque où la vitesse est supposée être forte. La grille, additionnée à la tension de surface qui stabilise de manière drastique l'écoulement, éliminent tout mouvement de convection proche de l'interface (Fig.5.29(b)).

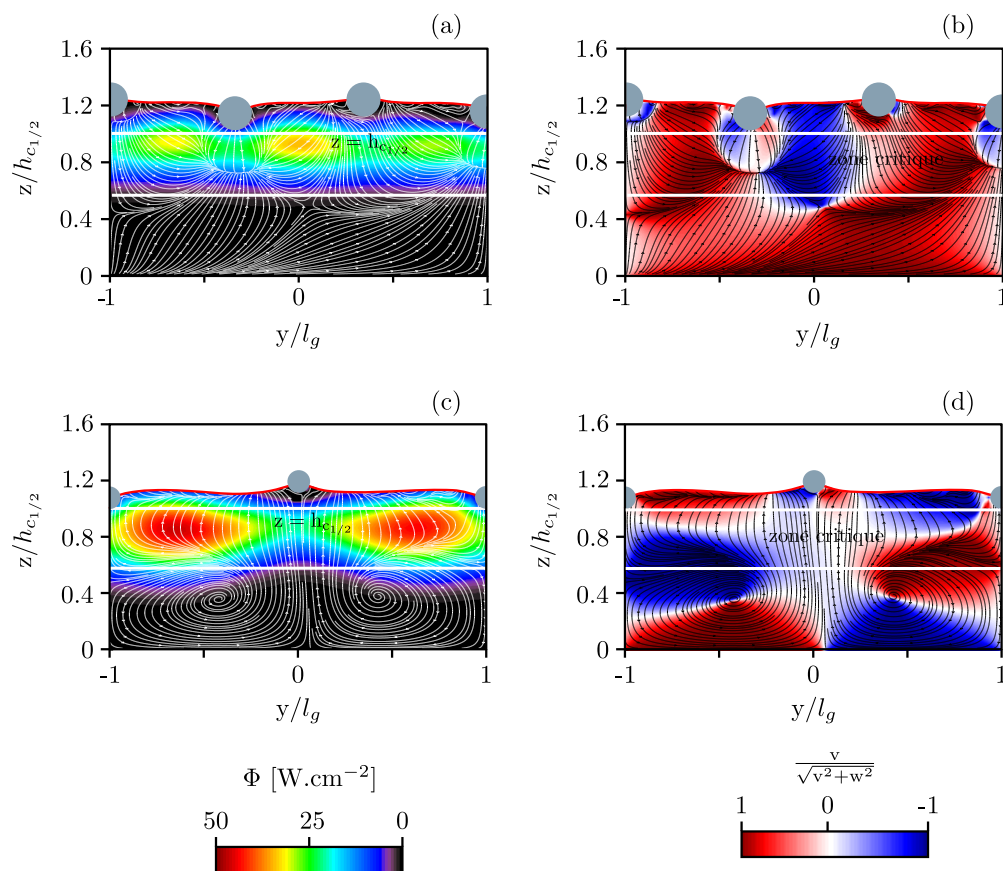


Figure 5.29: Comparaison cas de référence et cas optimal à $x^* \approx 0.01$: (a) Flux cas de référence, (b) Profil de vitesse v normalisé cas de référence, (c) Flux cas optimal, (d) Profil de vitesse v normalisé cas optimal. Les lignes de courant sont fonction des composantes de vitesse v et w .

En revanche dans le cas optimal, la diffusion est forte (Fig.5.26(a) et Fig.5.28(a)). Cela impose de forts gradients de température, lesquels sont combinés aux forts gradients de vitesse et à une importante vorticité favorisant le flux de chaleur à travers l'interface (Fig.5.29(c)). Deux zones prépondérantes de développement du flux apparaissent dans chaque maille où l'hydrodynamique de l'écoulement engendré par la géométrie favorise une régénération du

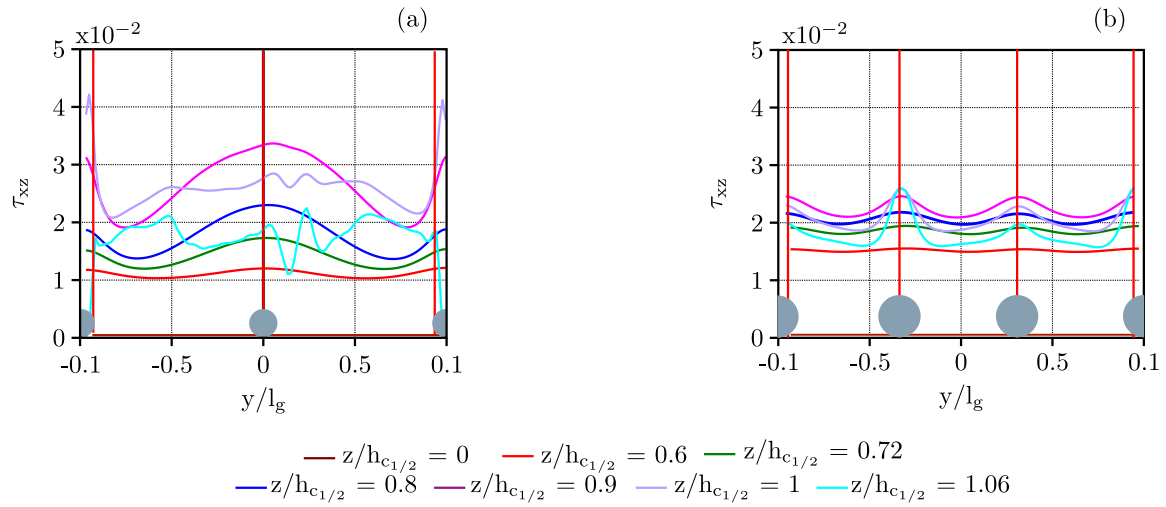


Figure 5.30: Évolution de la contrainte visqueuse pour différente hauteur z . (a) Cas de la configuration optimale, (b) cas de référence. Les traits rouges verticaux représentent la position des centres des fil.

fluide par convection de la solution du film (moins chaud) vers l'interface (Fig.5.29(d)). Ces zones correspondent à celles où se trouve le maximum de vitesse d'écoulement et donc une contrainte visqueuse faible (Fig.5.30(a)). Le flux apparaît alors maximal au centre de la maille $y/l_g \approx \pm 0,6$ (ou $y/l_m \approx \pm 0,6$) et pour une hauteur $z/h_{c1/2} \approx 0,8$. Aussi dans la configuration optimale, il est à remarquer que dans les zones où la vitesse est maximale ($y/l_g = \pm 0,75$), le flux proche de l'interface est approximativement égal au tiers du flux total. Le tableau 5.5 résume quelques valeurs de comparaison entre les deux cas.

Table 5.5: Quelques données chiffrées entre la configuration de référence et la configuration optimale pour une même surface de grille.

	Référence	Optimale
G_s/maille [%]	2,4	1
Surface/maille [mm ²]	0,081	0,378
Nombre de mailles	42	16
Surface totale [mm ²]	3,4	6,1
Φ [W.cm ⁻²]	21,7	54,7

5.5.7 Influence de l'angle de contact

Cette partie vise à montrer dans le cas de la configuration optimale, l'effet de l'angle de contact sur le flux. Différents tests ont été menés dans une gamme d'angle de contact variant entre 60 et 95°.

La figure 5.31 montre que le flux est corrélé à la surface d'échange. En effet, on observe une évolution linéaire du flux entre 60 et 90° puis une stagnation à une valeur $\approx 54,7 \text{ W.cm}^{-2}$. La surface d'échange suit aussi cette même évolution, avec un gain de surface moyen par ménisque qui augmente entre 60° et 90° puis qui reste constant à une valeur moyenne $G_s \approx 0,9 \%$ par ménisque.

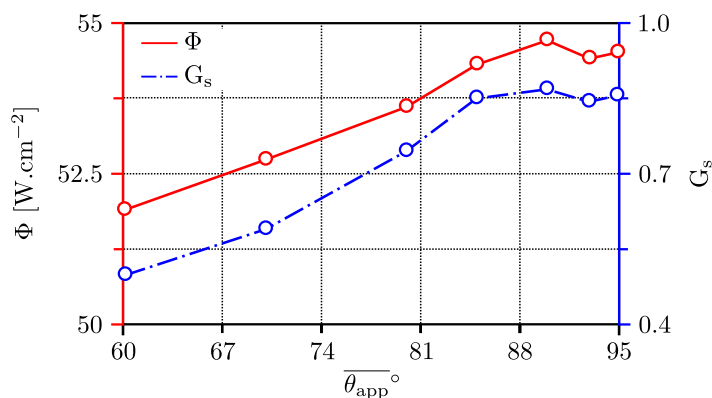


Figure 5.31: Évolution du taux de transfert et du gain de surface en fonction de l'angle de contact pour la configuration optimale.

En effet comme le montre la figure 5.32 pour des angles de contact inférieurs à 80°, la forme du ménisque est concave au centre (diminution de la pression capillaire) et n'est pas trop influencée par les fils vers les bords. À partir d'un angle de contact de 80°, il apparaît une influence plus prononcée de la géométrie mais avec une courbure au centre quasi nulle. Au delà de 80° et à partir d'un angle de contact égale à 85° jusqu'à 95°, le caractère convexe de la courbure au centre devient plus prononcé et la géométrie influence aussi le profils du ménisque à proximité des fils. On observe alors le même type d'interface que nous avons rencontré dans le chapitre 3, avec l'influence du débit pour lesquels nous avons le maximum de surface d'échange.

Néanmoins, pour une augmentation d'environ 0,75 % de surface d'échange entre 60 et 90°, il y a une augmentation du flux d'environ 5,5 % (Fig.5.33(a)). L'explication de cette observation vient d'une montée capillaire de l'ordre de 1,4 % qui entraîne une diminution de la vitesse d'écoulement par augmentation de la section de passage due à l'augmentation de la zone $z/h_{c1/2} > 1$ où le flux est faible. À cela s'ajoute une convection moins élevée pour un angle de contact de 60° et par conséquent une régénération plus faible de la solution à l'interface (Fig.5.33(b)). Cette convection moins importante constitue la principale raison de la diminution du flux qui diffuse à travers l'interface. Néanmoins on retrouve pour un angle de 60°, la même structure de l'écoulement que pour un angle de 90° (Fig.5.29(c)) avec l'apparition de zones où la vitesse change de direction à cause du tissage entraînant de la turbulence dans l'écoulement.

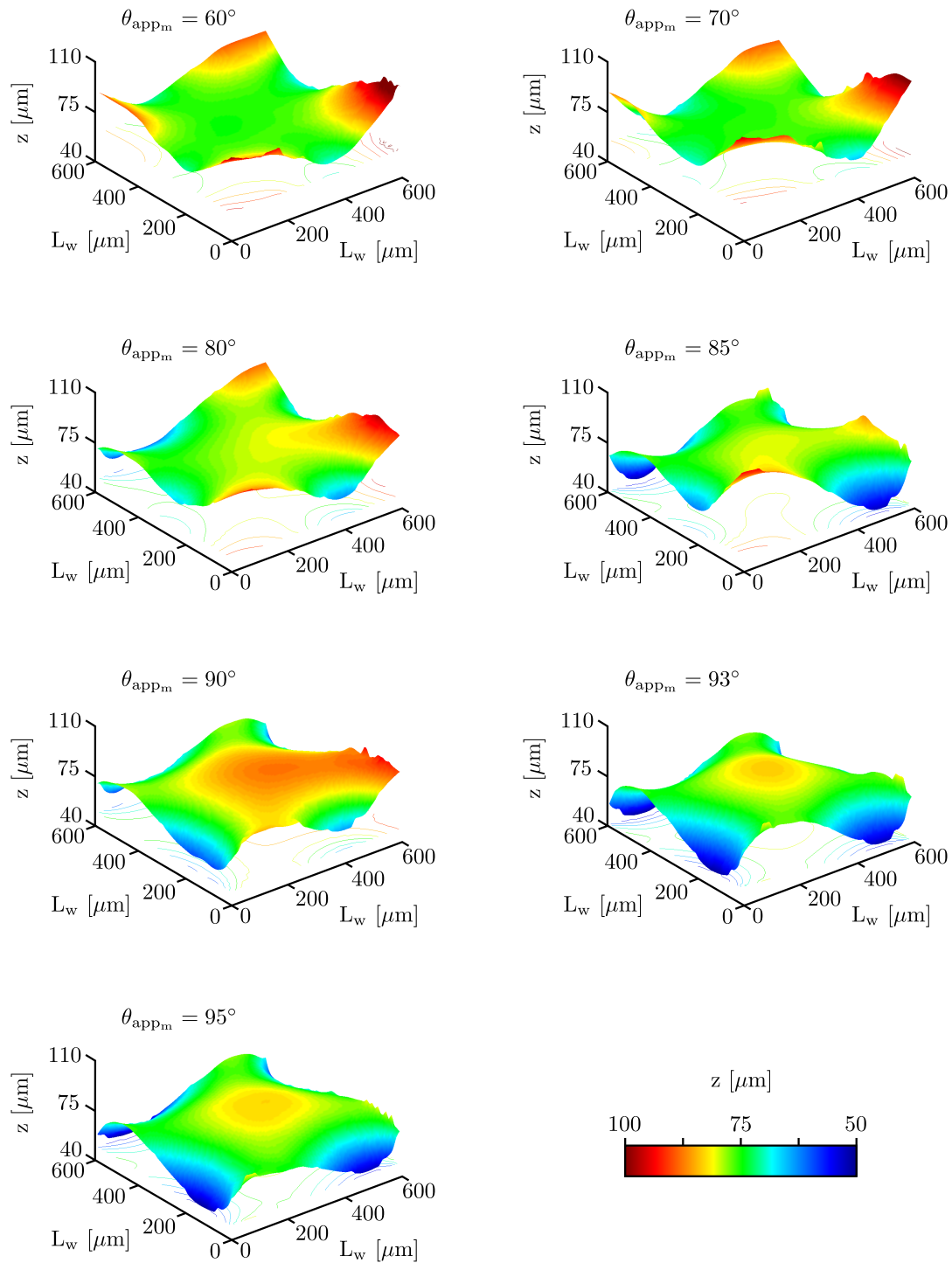


Figure 5.32: Évolution de la forme du ménisque proche de l'entrée en fonction de l'angle de contact moyen apparent.

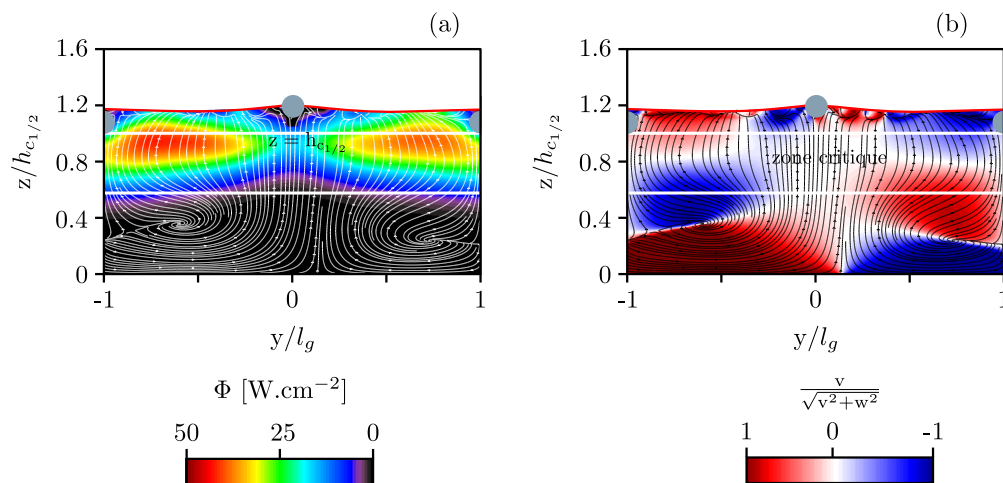


Figure 5.33: Évolution du flux et de la vitesse normalisée pour un angle de contact de 60° dans le cas optimal : (a) Flux, (b) Vitesse v normalisée. Les lignes de courant représentent les composantes de vitesse v et w .

Ces observations montrent que la forme de l'interface modifie l'hydrodynamique de l'écoulement et par conséquent la création de mouvement de convection. Elles montrent aussi qu'il est plus avantageux, dans cette configuration, de travailler avec des matériaux ayant un caractère hydrophobe pour améliorer les transferts. Cela est en accord avec l'utilisation du *PET*.

5.5.8 Influence de la forme des fils

Toujours en ce qui concerne la configuration optimale, nous avons testé l'effet de la forme des fils. Pour cela, une simulation a été réalisée avec des fils de section carrée d'arête $a_w = 61 \mu\text{m}$ avec un espacement entre deux fils adjacents de $L_w = 630 \mu\text{m}$ et une vitesse $u_0 = 0,288 \text{ m.s}^{-1}$. La figure 5.34 montre que la forme des ménisques dans cette configuration n'est pratiquement pas influencée par la géométrie contrairement au cas cylindrique. Le ménisque est quasiment plat (Fig.5.34(a)). Le gain de surface est en moyenne de 0,17 % alors qu'il est d'environ 0,9 % pour les fils cylindriques. Quant au flux (Fig.5.35(a)), il est de $52,6 \text{ W.cm}^{-2}$ soit une diminution d'environ 4,1 % comparé au cas cylindrique où il est de $54,7 \text{ W.cm}^{-2}$.

Cette différence est surtout marquée dans la zone centrale de la grille où le flux est quasi-nul. Avec une interface quasi plane dans le cas de fils à section carrée, il y a un changement de topologie de l'écoulement avec une baisse de l'intensité des mouvements de convection (Fig.5.35(b)) comparée au cas à section circulaire justifiant des transferts plus élevés dans cette configuration.

Ces observations confirment l'influence de la forme de l'interface et de la géométrie sur l'hydrodynamique de l'écoulement et montrent que les fils à section circulaire sont mieux adaptés dans le cas d'une grille tissée que les fils à section carrée pour intensifier les échanges.

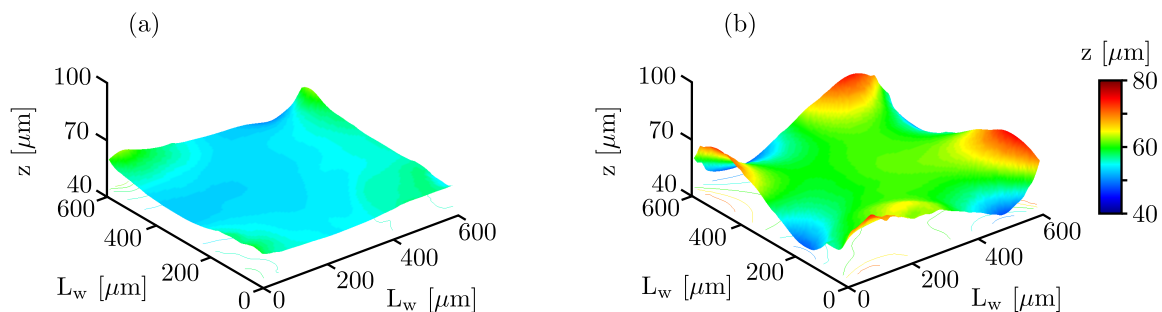


Figure 5.34: Influence de la forme des fils sur le profil du ménisque. (a) Profil du ménisque pour des fils à section carrée, (b) Profil du ménisque pour des fils à section circulaire.

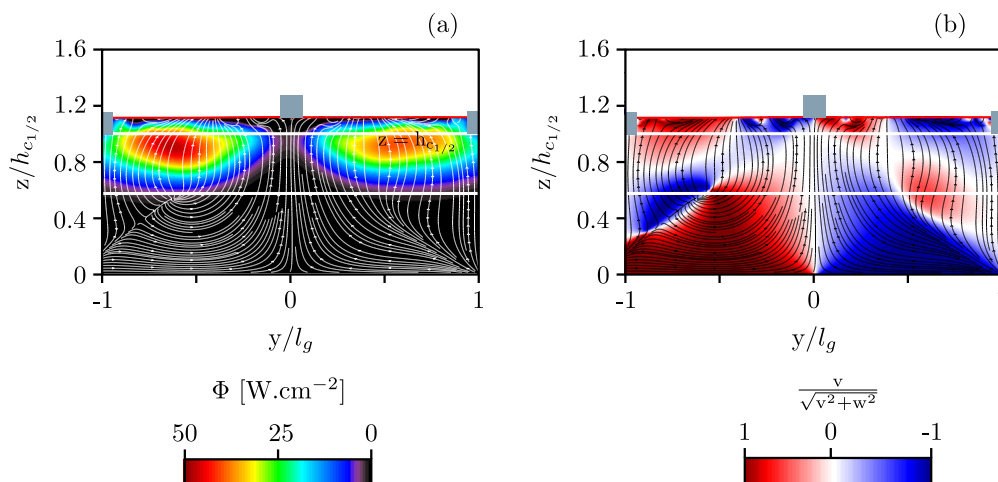


Figure 5.35: Évolution du flux et de la vitesse normalisée pour un fil à section carrée : (a) Flux, (b) Vitesse v normalisée. Les lignes de courant représentent les composantes de vitesse v et w .

5.6 Synthèse des résultats

Un modèle de transfert de chaleur et de masse, consistant à fixer une température et/ou une concentration à l'interface, a été développé, validé par comparaison avec la solution analytique de Grossman (1986) puis amélioré pour le rendre plus précis quant à l'estimation du flux qui diffuse à travers l'interface. Ce dernier a été implémenté dans le code de calcul numérique **FLOW-3D**[®], où la reconstruction d'une interface liquide/vapeur couplé à un modèle de transfert de chaleur nous a permis de réaliser une optimisation avec comme critère l'augmentation du flux diffusé à travers l'interface.

Trois paramètres : la vitesse incidente de la solution de bromure de lithium (u_0), le diamètre du fils d_w et le nombre de maille N_y suivant \vec{e}_y ont été retenus pour l'optimisation de la grille.

Il apparaît que la vitesse d'écoulement, correspondant au maximum de flux dans la configuration optimale est de $u_0 = 0,288 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Néanmoins les cartographies montrent que le flux

est plus élevé pour des vitesses d'écoulement comprises entre 0,17 et 0,25 m.s⁻¹. Ceci est dû aux deux bassins qui montrent à peu près les mêmes performances en fonction de la vitesse et cela pour de fortes vitesses supérieures à $u_0 = 0,25$ m.s⁻¹ et pour de faibles vitesses $u_0 < 0,15$ m.s⁻¹ dépendant de la valeur du diamètre du fil, du nombre de mailles et donc de la porosité.

En ce qui concernent les paramètres géométriques, l'optimisation ainsi que les cartographies réalisées ont montrées que le taux de transfert est meilleur dans le cas de faibles diamètres du fil (inférieurs à 65 μm), permettant d'avoir moins de zones mortes en aval du fil, avec une configuration pour un diamètre de fil de $d_w = 61$ μm obtenue lors de l'optimisation. Quant au nombre de mailles dans la direction transversale, la valeur optimale pour laquelle le flux est maximal est $N_y = 2$ qui permet d'avoir un ratio optimal entre le nombre de sites de vorticité et l'espacement entre deux fils adjacents nécessaire qui est de 630 μm .

L'étude a aussi porté sur les paramètres annexes comme la porosité ε et le paramètre adimensionnel L_w/d_w .

Les cartographies tracées montrent qu'il est indispensable de rester dans la gamme de porosité située entre 78% et 85%. Il apparaît qu'au delà de cette limite le flux diminue pour des vitesses d'écoulement élevées ($u_0 > 0,24$ m.s⁻¹), pour de faibles diamètres de fil $d_w \leq 65 \mu\text{m}$ et pour $N_y < 2$. Ce paramètre montre qu'un bassin intéressant semble se dessiner pour des diamètres de fil élevés lorsque la porosité est dans l'intervalle mentionné précédemment, mais avec un flux maximal pour de faibles vitesses et des espacements entre deux fils adjacents supérieurs à 1200 μm , ce qui est très élevé. En effet, pour de tel espacement, la densité commence à avoir une influence sur le profil du ménisque. Cela peut se traduire par des ruptures d'interface en condition opératoire réelle, d'où une perte de surface d'échange et donc une baisse de la performance du système.

La prise en compte de l'espacement entre deux fils adjacents à travers le paramètre adimensionnel L_w/d_w montre qu'au delà de $L_w/d_w \approx 13$, il n'y a plus d'augmentation du taux de transfert. Ce paramètre montre qu'il faut travailler entre 9 et 13 pour avoir les meilleurs performances. Le choix de ce paramètre se fera en fonction de la vitesse d'écoulement avec laquelle on désire travailler. Un compromis est à trouver dépendant aussi de la zone de porosité pour laquelle le flux est maximal, car les deux paramètres sont combinables dans une seule équation.

L'étude montre également que quelque soit la nature de la grille celle-ci développe de la vorticité qui intensifie les transferts de chaleur (donc de masse). La comparaison entre la grille de référence et la grille optimale laisse apparaître une zone particulière telle que $0,6 < z/h_{c1/2} < 1$ favorable aux transferts de chaleur et de masse dans laquelle le taux de transfert est maximal si les gradients de température (et donc de concentration) sont élevés dans cette zone. En effet dans cette zone la vorticité et la vitesse sont maintenues élevées.

L'influence de l'angle de contact, fixé à priori à 90 , a été étudiée avec la configuration optimale. tel que $85  < \theta_{app} < 95 $ pour lequel la surface d'échange est maximale. Cette information est très importante dans la mesure où elle montre que dans cette configuration, il est préférable d'utiliser des matériaux plus hydrophobes que hydrophiles. Ceci confirme le choix du *PET* qui est à priori hydrophobe.

Enfin il a été montré que l'usage de fil à section circulaire est plus avantageux que de travailler avec des fil à section carrée. En effet, il semblerait que cette géométrie n'influence

pas ou très peu la forme des ménisques et donc la surface d'échange qui est en moyenne plus petite pour les fils à section carrée comparée aux fils à section circulaire. De même, pour le flux qui est d'environ 4,1 % plus grand pour les fils à section circulaire. D'où le choix des fils cylindriques pour intensifier le flux qui diffuse à travers l'interface.

Synthèse du manuscrit et perspectives

Sommaire

6.1 Conclusion générale	146
6.2 Perspectives	149

6.1 Conclusion générale

La climatisation automobile est un enjeu majeur pour les constructeurs automobiles dans la mesure où elle occasionne un rejet de $10 \text{ g}/\text{CO}_2/\text{km}$ et sera à l'horizon 2020 comptabilisée dans la bilan *MEVG*. Dans cette perspective, le constructeur automobile *PSA Peugeot Citroën* développe un nouveau procédé, la climatisation par absorption de vapeur d'eau, qui marque une rupture avec le système classique à compression de vapeur. Le procédé est écologique dans la mesure où il n'utilise ni fluides frigorigènes nocifs, ni fluides à pouvoir de réchauffement climatique d'où un rejet de CO_2 quasi-nul.

Le travail mené et décrit dans ce manuscrit s'est focalisé sur de l'organe principal du système, l'évaporateur/absorbeur, où les deux fluides, l'absorbant et le fluide frigorigène s'écoulent chacun entre deux grilles tissées et sont maintenus confinés grâce aux forces capillaires. Les transferts de masse et de chaleur qui s'y produisent, ont lieu à l'interface liquide/vapeur formée par des ménisques qui constituent la surface d'échange.

L'objectif est de reconstituer la forme de l'interface liquide/vapeur (les ménisques), de comprendre et de décrire l'hydrodynamique de l'écoulement, enfin d'intensifier les transferts de masse et de chaleur au sein de la structure capillaire.

La visualisation des ménisques par microscopie confocale avec la grille *PET* montre, en l'absence d'écoulement et à faible pression, que la forme des ménisques est gouvernée par la tension de surface et la géométrie. La courbure au centre est nulle et la surface d'échange est minimale. En présence d'un écoulement, lorsque la vitesse est élevée et la pression suffisamment grande, la forme du ménisque change uniquement dans la zone centrale. Les courbures, à priori nulles sous l'effet des forces antagonistes exercées par les fils, augmentent de manière linéaire avec la vitesse du fluide et donc la pression, d'où une augmentation quasi-linéaire de la surface d'échange. Il apparaît aussi une évolution quasi-linéaire des courbures avec l'augmentation du nombre de Reynolds et du nombre de Weber montrant que les forces d'inertie favorisent l'augmentation de la surface d'échange.

Au cours de cette phase expérimentale de visualisation avec la grille de référence en *PET*, il a été constaté que celle-ci, lorsqu'elle n'est pas suffisamment maintenue, pouvait se déformer sous l'action de l'écoulement modifiant ainsi sa nature et aussi l'épaisseur du film liquide qui est une donnée importante. Cette déformation de la grille entraîne une modification de la topologie globale de l'écoulement créant des chemins préférentiels de passage du liquide dans certaine partie de la grille au détriment des autres zones, d'où une modification des transferts au sein de la structure capillaire. Une méthode consistant à fixer les grilles afin de maintenir la même topologie de film liquide quelle que soit la nature de l'écoulement a été mise au point.

L'étude de l'influence de la température sur la surface d'échange a été réalisée durant la phase expérimentale. Celle-ci montre que la température favorise l'augmentation de la surface d'échange par l'effet combiné de l'augmentation des forces d'inertie au détriment des forces de viscosité, et de la diminution de la tension de surface.

L'étude de la surface d'échange pour une solution de bromure de lithium montre l'impact des propriétés thermophysiques du fluide où la viscosité engendre une augmentation de la surface d'échange par augmentation de la pression dans le canal. En contrepartie, l'interface devient plus stable du fait d'une tension de surface et d'une viscosité plus élevées. Ces observations ont mis en évidence la dépendance de la surface d'échange vis-à-vis des propriétés thermophysiques du fluide : densité, viscosité et tension de surface. Un compromis est donc à trouver sur la nature du fluide ou des additifs à utiliser pour avoir le maximum de surface d'échange avec des effets de turbulence proche de l'interface.

Enfin l'étude expérimentale montre que la géométrie de par sa forme pourrait imposer des chemins préférentiels au passage fluide.

Quant à l'étude numérique, le modèle « volume of fluid », implémenté dans le code de calcul numérique *FLOW-3D*[®], a été utilisé. Ce modèle permet de prédire avec précision l'interface liquide/vapeur au sein de la structure capillaire. Les résultats expérimentaux utilisés pour la comparaison avec les simulations numériques ont été obtenus avec une grille en acier inoxydable. En effet, cette grille permet l'estimation de l'angle de contact capillaire, donnée essentielle pour le modèle, ce qui n'est pas le cas avec la grille *PET* dans la mesure où le contact fluide/structure n'est pas détecté par le microscope confocal. L'estimation de l'angle de contact montre un « pinning » de la ligne triple, avec un angle de contact apparent variant le long du fil entre 70° et 85°, pour une valeur moyenne de $\overline{\theta_{app}} = 80^\circ$ qui sera utilisé dans le modèle numérique.

La comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques, avec une grille en acier inoxydable de même configuration géométrique que celle en *PET*, a montré un bon accord. L'écart relatif sur le niveau de liquide entre simulations numériques et données expérimentales est inférieure ou égale à 8 %. Il est maximal proche des fils du fait de la non prise en compte du « pinning » de la ligne triple. En effet, expérimentalement, il été constaté que l'angle de contact varie le long du fil, alors que numériquement celui-ci est constant et imposé égal à la valeur moyenne expérimentale.

Les simulations numériques ont montré que, du fait de la géométrie et bien qu'il y ait présence d'une interface où la vitesse devrait être maximale, l'écoulement au sein de la structure capillaire est semblable à celui développé entre deux plaques parallèles. La vitesse est maximale au centre des deux grilles et quasi-nulle proche de l'interface où les forces de tension superficielle

stabilisatrices empêchent tout mouvement de turbulence.

Il apparaît que la forme des mailles impose un chemin préférentiel à l'écoulement comme constaté lors de l'étude expérimentale. Ainsi le liquide circule préférentiellement du fil haut amont vers le fil haut aval. Cette influence commence à partir d'une hauteur $z/h_{c1/2} \approx 0,7$. L'écoulement apparaît alors symétrique suivant la directions longitudinale \vec{e}_x et axisymétrique suivant la direction transversale \vec{e}_y . La géométrie permet aussi la création de zones de recirculation ou zones mortes¹ néfastes pour les transferts de masse et de chaleur. Elle permet également la création de vorticités qui engendrent de la turbulence dans l'écoulement dont les effets sont bénéfiques pour les transferts de masse et de chaleur.

L'optimisation numérique de la grille a été faite en combinant le modèle de reconstruction de l'interface (modèle *VOF*) à un modèle de convection/diffusion de transferts de masse et de chaleur. Ce modèle consiste à fixer la concentration et/ou la température à l'interface et de suivre leurs évolutions dans le domaine de calcul, le couplage entre les transferts de masse et de chaleur n'étant pas pris en compte. Le modèle a été validé par comparaison avec des solutions analytiques issues de la littérature (Grossman, 1986) puis amélioré afin d'avoir une plus grande précision sur l'estimation du flux.

Le flux de chaleur qui diffuse à travers l'interface a été pris comme fonction objectif et trois paramètres ont été optimisés : la vitesse incidente d'écoulement u_0 , le diamètre du fil d_w et le nombre de mailles N_y suivant la direction transversale \vec{e}_y .

Les résultats issus de l'optimisation montrent que le taux de transfert est maximal pour une vitesse incidente $u_0 \approx 0,288 \text{ m.s}^{-1}$, pour un diamètre de fil $d_w = 61 \text{ }\mu\text{m}$ et pour un nombre de mailles $N_y = 2$.

A partir des données numériques, des cartographies 2D donnant le flux en fonction du nombre de mailles et de la vitesse incidence d'écoulement pour un diamètre de fil donné ont été tracées en utilisant la méthode du « krigeage ». Ces cartographies ont montré l'intérêt de l'usage de fils de plus en plus petits avec une baisse nette du flux lorsque le diamètre du fil augmente. Néanmoins, lorsque l'espacement entre deux fils L_w est supérieur à $1000 \text{ }\mu\text{m}$, les cartographies montrent un intérêt pour des diamètres de fils élevés lorsque la vitesse d'écoulement u_0 est plus petite que $0,15 \text{ m.s}^{-1}$.

Dans l'intervalle $[0,55-1]$, le flux présente une évolution linéaire en fonction de la racine carrée du taux de vide ε de la grille. La même observation est faite pour le paramètre adimensionnel L_w/d_w dans l'intervalle $[0-15]$. Il apparaît que le flux est plus élevé dans une gamme de porosité comprise entre 0,78 et 0,85 et pour le paramètre adimensionnel compris entre 9 et 13.

L'étude de l'influence de la géométrie sur le flux montre que la vorticités favorise les échanges et que dans les zones mortes et pour $z/h_{c1/2} > 1$ le flux est quasi nulle. L'impact négatif de ces zones diminue largement avec la diminution du diamètre du fil et/ou l'augmentation de l'espacement entre deux fils adjacents.

La comparaison entre la configuration de référence et la configuration optimale, fait apparaître une zone critique pour $z/h_{c1/2}$ compris entre 0,6 et 1 dans laquelle les transferts de

¹Ces zones apparaissent proche des fils où la vitesse est quasi nulle. Elles sont aussi observables en aval du fil suivant la direction longitudinale \vec{e}_x

chaleur, par conséquent, les transferts de masse sont élevés.

Concernant la forme des ménisques, il a été montré dans la configuration optimale que la surface d'échange ainsi que le flux de chaleur sont stables à partir d'un angle de contact de 85° , montrant la nécessité d'aller vers des matériaux hydrophobes, où la surface d'échange ainsi que les mouvements de convection sont plus importants.

Enfin concernant la forme des fils, la comparaison entre des fils à section circulaire et des fils à section carrée a été effectuée. Celle-ci montre la nécessité de travailler avec des fils à section circulaire pour lesquels la surface d'échange, la turbulence et donc le flux sont plus élevés.

6.2 Perspectives

Au niveau de l'ensemble des données numériques mentionnées ci-dessus, aucune validation expérimentale n'a été faite. Il serait judicieux dans un premier temps de valider expérimentalement les tendances observées durant l'optimisation vis-à-vis de l'estimation du flux de chaleur en fonction des différents paramètres. Le tableau 6.1 présente l'ensemble des configurations qui pourront servir à cette validation.

Table 6.1: Paramètres de validation du modèle

d_w [μm]	N_y	L_w [μm]	ε	L_w/d_w
61	2	629	0,83	10,3
61	3	399	0,75	6,5
61	4	284	0,68	4,7
100	2	590	0,73	6,0
135	2	555	0,65	4,1

Dans ce travail, le modèle présente une hypothèse simplificatrice majeure qui est la non prise en compte du couplage entre les transferts de masse et de chaleur. Le modèle doit être amélioré afin de prendre en compte ce couplage et le rendre plus précis et plus proche du procédé d'absorption. Cela permettra d'avoir non seulement une comparaison des tendances mais aussi une comparaison sur des quantités chiffrées.

Il a été vu que l'angle de contact est très important, car la forme du ménisque et donc la surface d'échange ainsi que l'hydrodynamique de l'écoulement varient selon la valeur imposée. Le modèle considère un angle de contact unique alors que celui-ci varie suivant la direction du fils. Il serait judicieux d'introduire un modèle d'angle de contact. Cela permettra d'être plus précis quant à l'estimation de la courbure proche des fils.

Un paramètre qui n'a pas été étudié dans ce travail mais qui a toute son importance est l'espacement entre deux grilles h_c . En effet, celui-ci a été considéré par défaut en fonction des

standards actuels sur le banc d'absorption. Or une diminution importante de ce paramètre provoquera une rencontre des couches limites thermiques donc une perte du pouvoir absorbant et une trop grande épaisseur engendrera des pertes de charge importantes. Une optimisation de ce paramètre est donc envisagée.

Enfin, il a été constaté lors de ce travail que la grille *PET* se déformait sous l'action des forces de pression. Un couplage fluide/structure est nécessaire afin de prendre en compte cette déformation qui influence la forme du ménisque, l'hydrodynamique de l'écoulement ainsi que l'épaisseur du film liquide. Si cela n'est pas réalisable, une autre voie est l'usage de grilles en acier inoxydable qui ne subissent pas de déformation mais dont le prix est plus élevé comparé au *PET*.

ANNEXES

Solution Analytique exacte de Grosmann

La solution exacte de Grosmann est valable aussi bien pour une paroi adiabatique que pour une paroi isotherme, lorsque le film liquide est développé et pour des temps de contact élevé. La solution est semblable à celle développée par Grigor'eva & Nakoryakov (1977). En utilisant le méthode de Fourier, les profils de température et de concentration sont exprimés sous la forme d'une série infinie de fonctions aux valeurs propres.

A.1 Mise en équation

Les équations aux dérivées partielles sous leur forme adimensionnelle sont données par les équations A.1 et A.2.

$$\vartheta \frac{\partial \theta}{\partial x^*} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^{*2}} \quad (\text{A.1})$$

$$\vartheta \frac{\partial \gamma}{\partial x^*} = Le \frac{\partial^2 \gamma}{\partial z^{*2}} \quad (\text{A.2})$$

Avec

$$\vartheta = \frac{3}{2} (2z^* - z^{*2}) \quad (\text{A.3})$$

A.2 Solution analytique

La solution analytique est basée sur la méthode de Fourier. Les profils de température et de concentration sont donnés sous la forme de fonctions aux valeurs propres $F_n(z^*)$ et $G_n(z^*)$. Avec :

$$\theta = \sum_{n=0}^{\infty} A_n F_n(z^*) \exp(-\alpha_n^2 x^*) \quad (\text{A.4})$$

$$\gamma = 1 - \sum_{n=0}^{\infty} B_n G_n(z^*) \exp(-\beta_n^2 x^*) \quad (\text{A.5})$$

Où α_n et β_n représentent les valeurs propres, A_n et B_n sont des coefficients déterminés par les équations de l'énergie et de diffusion et leurs conditions aux limites, n représente le nombre de coefficient à déterminer.

En remplaçant θ et γ respectivement dans les équations A.1 et A.2, on obtient :

$$\frac{n^2 F_n}{nz^{*2}} + \frac{3}{2} (2z^* - z^{*2}) \alpha_n^2 F_n = 0 \quad (\text{A.6})$$

$$\vartheta \frac{n^2 G_n}{nz^{*2}} + \frac{3}{2} (2z^* - z^{*2}) \frac{\beta_n^2}{Le} G_n = 0 \quad (\text{A.7})$$

A.2.1 Conditions aux limites

Les conditions aux limites sont données par :

A l'entrée, $x^* = 0$,

$$\begin{cases} \theta = 0 \\ \gamma = 0 \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

Au niveau de la paroi, $z^* = 0$,

$$\begin{cases} \frac{\partial \theta}{\partial z^*} = 0 \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

$$\begin{cases} \theta = 0 \end{cases} \quad (\text{A.11})$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \gamma}{\partial z^*} = 0 \end{cases} \quad (\text{A.12})$$

Les équation A.10 et A.11 correspondent respectivement au cas d'une paroi adiabatique et d'une paroi isotherme avec une température de la paroi égale à la température initiale du fluide.

Dans ces conditions :

$$\begin{cases} G_n'(0) = 0 \end{cases} \quad (\text{A.13})$$

$$\begin{cases} F_n'(0) = 0 \text{ (cas adiabatique) et } F_n(0) = 0 \text{ (cas isotherme)} \end{cases} \quad (\text{A.14})$$

A l'interface, $z^* = 1$

$$\begin{cases} \theta + \gamma = 1 \end{cases} \quad (\text{A.15})$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \theta}{\partial z^*} = \Lambda \frac{\partial \gamma}{\partial z^*} \end{cases} \quad (\text{A.16})$$

Cette condition à la limite est satisfaite quel que soit x^* , ainsi quelque soit n on aura $\alpha_n = \beta_n$

Cela revient à écrire :

$$\begin{cases} A_n F_n(1) = B_n G_n(1) \end{cases} \quad (\text{A.17})$$

$$\begin{cases} A_n F_n'(1) = -\Lambda B_n G_n'(1) \end{cases} \quad (\text{A.18})$$

Le calcul des valeurs propres est conditionné par le rapport entre les équations A.18 et A.17 donnée par l'équation A.19 dont les racines correspondent aux valeurs propres α_n

$$\frac{F'_n(1)}{F_n(1)} = -\Lambda \frac{G'_n(1)}{G_n(1)} \quad (\text{A.19})$$

A.2.2 Résolution

Les solutions des équations A.6 et A.7 sous forme d'une série de fonctions F_n et G_n sont données par :

$$F_n(z^*) = \sum_{N=0}^{\infty} a_{n,N} z^{*N} \quad (\text{A.20})$$

$$G_n(z^*) = \sum_{N=0}^{\infty} b_{n,N} z^{*N} \quad (\text{A.21})$$

En utilisant les conditions aux limites de l'équation A.14, les coefficients $a_{n,N}$ pour tout $N \leq 3$ sont regroupés dans le tableau A.1

Table A.1: Valeurs de valeurs des coefficients $a_{n,N}$ pour $N \leq 3$

	$a_{n,1}$	$a_{n,1}$	$a_{n,2}$	$a_{n,3}$
Adiabatique	1	0	0	$-\alpha_n^2/2$
Isotherme	0	1	0	0

Quant aux coefficients $b_{n,N}$ et en utilisant la condition aux limites de l'équation A.13, ils sont égales à : $b_{n,1} = 1$, $b_{n,2} = 0$, $b_{n,3} = -\alpha_n^2/2Le$.

Pour $N \geq 4$ les coefficients $a_{n,N}$ et $b_{n,N}$ sont donnée par :

$$a_{n,N} = \frac{3}{2} \alpha_n^2 \frac{a_{n,N-4} - 2a_{n,N-3}}{N(N-1)} \quad (\text{A.22})$$

$$b_{n,N} = \frac{3}{2} \frac{\alpha_n^2}{Le} \frac{b_{n,N-4} - 2b_{n,N-3}}{N(N-1)} \quad (\text{A.23})$$

Les deux coefficients A_n et B_n qui complètent la résolution sont donnés par :

$$B_n = \frac{-\Lambda \int_0^1 (2z^* - z^{*2}) G_n dz^*}{\int_0^1 (2z^* - z^{*2}) \left[Le \frac{G_n^2(1)}{F_n^2(1)} F_n^2(z^*) + \Lambda G_n^2(z^*) \right] dz^*} \quad (\text{A.24})$$

$$A_n = B_n \frac{G_n(1)}{F_n(1)} \quad (\text{A.25})$$

Le tableau A.2 montre les 9 premières valeurs propres dans le cas de l'absorption de vapeur d'eau par du *LiBr*.

Table A.2: Valeurs propres et coefficients pour $\Lambda = 0,01$ et $Le = 0,001$

n	paroi isotherme			paroi adiabatique		
	α_n	A_n	B_n	α_n	A_n	B_n
1	0,05765	0,026696	1,3373	0	0,90909	0,90909
2	0,16052	0,025699	-0,54334	0,10225	-0,14691	0,18984
3	0,26269	0,026061	0,35597	0,19871	-0,12830	-0,19710
4	0,36464	0,026789	-0,26809	0,29605	-0,10555	0,19098
5	0,46640	0,027817	0,21567	0,39449	-0,08459	-0,17902
6	0,56793	0,029115	0,17983	0,49385	-0,06756	0,16558
7	0,66916	0,030765	0,15338	0,59395	-0,05439	-0,15237
8	0,76997	0,032680	0,13206	0,69463	-0,04435	0,14006
9	0,87079	0,035054	0,12027	0,79574	-0,03667	0,12886

Mesure de l'épaisseur du film liquide

B.1 introduction

La mesure de l'épaisseur du film liquide s'inscrit dans l'optique de comprendre comment évolue celle-ci le long de la grille en fonction de la vitesse d'écoulement pour une plaque d'absorption donnée. Goulet (2011) au cours de sa thèse, a fait cette mesure en assimilant le film à un condensateur dont la capacité dépend de l'épaisseur du film. Mais la solution saline de Bromure de lithium contient des particules intrusives qui empêchent la mesure précise de la capacité de la solution et donc la connaissance de l'épaisseur du film liquide. Dans ce travail nous nous sommes basés sur une méthode mécanique couplée à un système de détection basé sur la mesure de la résistance électrique de la solution de bromure de lithium à l'aide d'un ohmmètre.

B.2 Description du moyen de mesure

La mesure de l'épaisseur du film liquide a été réalisée au moyen d'un système composé de deux aiguilles mobiles, de $200\ \mu\text{m}$ de diamètre et de 3 cm de long placées en vis-à-vis de part et d'autre de la plaque (suivant \vec{e}_z) où l'écoulement est confiné par les deux grilles (Fig.B.1). Chaque aiguille est fixée à une tige en cuivre, elle même fixée sur une plaque de cuivre. La plaque de cuivre est reliée au système de détection composé d'un multimètre permettant de mesurer et d'afficher la résistance dès que les deux aiguilles sont en contact avec le liquide.

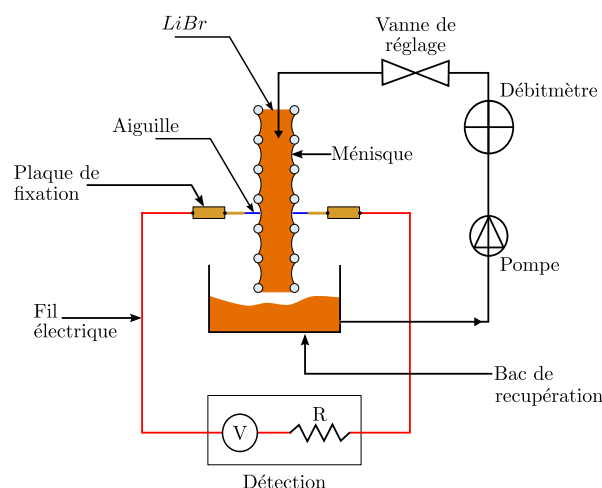


Figure B.1: Schéma synoptique du moyen d'essai.

Les aiguilles sont placées à l'extrémité d'un système de déplacement latéral (perpendiculairement à l'écoulement) avec une précision au micromètre près (Fig.B.2). La course maximale réalisée par chaque aiguille est de $L = 25$ mm. Ces dispositifs sont fixés sur deux cavaliers optiques. La plaque est alimentée en solution au moyen d'une pompe. Le débit de liquide circulant dans le système est mesuré grâce à un débitmètre électromagnétique, de la marque *KHRONE* modèle *IFC090*. La vanne de réglage placée à l'entrée de la plaque permet de fixer le débit désiré.

Les deux cavaliers sont fixés sur un rail optique permettant le déplacement des aiguilles suivant l'horizontal \vec{e}_x . La plaque quant à elle, est fixée sur un support relié à une table élévatrice permettant le déplacement de la plaque suivant l'axe verticale \vec{e}_z .

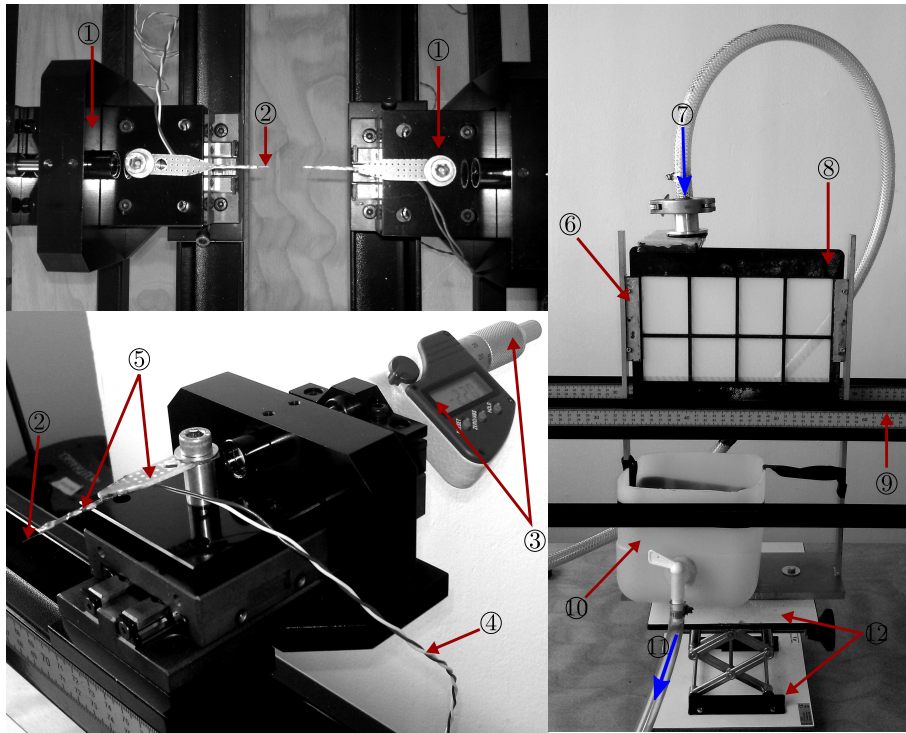


Figure B.2: Description du banc de mesure.

avec :

- ① : Cavaliers optiques ;
- ② : Aiguille ;
- ③ : Système de déplacement des aiguilles avec affichage numérique ;
- ④ : Fils électriques ;
- ⑤ : Tige et plaque de fixation en cuivre ;
- ⑥ : Moyen de fixation de la plaque d'absorption ;

- ⑦ : Entrée solution saline ;
- ⑧ : Plaque d'absorption avec des renforts verticaux et un renfort horizontal ;
- ⑨ : Rail de déplacement des cavaliers suivant l'axe horizontal \vec{e}_x ;
- ⑩ : Bac de récupération de la solution ;
- ⑪ : Sortie solution ;
- ⑫ : Table élévatrice permettant le déplacement suivant l'axe vertical \vec{e}_z .

B.3 Principe de la mesure

La mesure consiste à :

1. Fixer la position de référence des deux aiguilles et mettre le système de déplacement à zéro (étape de calibration). Dans le cas présent la référence est prise au point de contact des deux aiguilles (Fig.B.3(a)) ;
2. Placer les deux aiguilles de part et d'autre de la grille puis choisir une des deux aiguilles et la mettre en contact avec le fluide (Fig.B.3(b)) ;
3. Déplacer avec précision la deuxième aiguille jusqu'à l'affichage de la résistance de la solution, signifiant qu'il y a passage d'un courant électrique et donc que la deuxième aiguille est en contact avec le fluide. Les deux aiguilles sont alors en contact avec le film liquide de part et d'autre de la grille (Fig.B.3(c)) ;
4. Noter la distance l_1 sur l'afficheur numérique ;
5. Retirer la première aiguille préalablement mise en contact avec le fluide, puis la repositionner avec précision jusqu'à l'affichage de nouveau de la résistance (Fig.B.3(d) et Fig.B.3(e)).
6. Noter la distance l_2 sur l'afficheur numérique.

L'épaisseur du film liquide δ est donnée par l'équation B.1

$$\delta = |l_1 - l_2| \quad (\text{B.1})$$

B.4 Résultats

L'objectif de cette étude est de voir le comportement de l'épaisseur du film liquide sur toute la surface de la grille lorsque le débit augmente. Les essais ont été effectués avec la grille de référence ($d_w = 103 \mu\text{m}$ et $L_w = 388 \mu\text{m}$). La solution utilisée est du bromure de lithium à 60 % en masse.

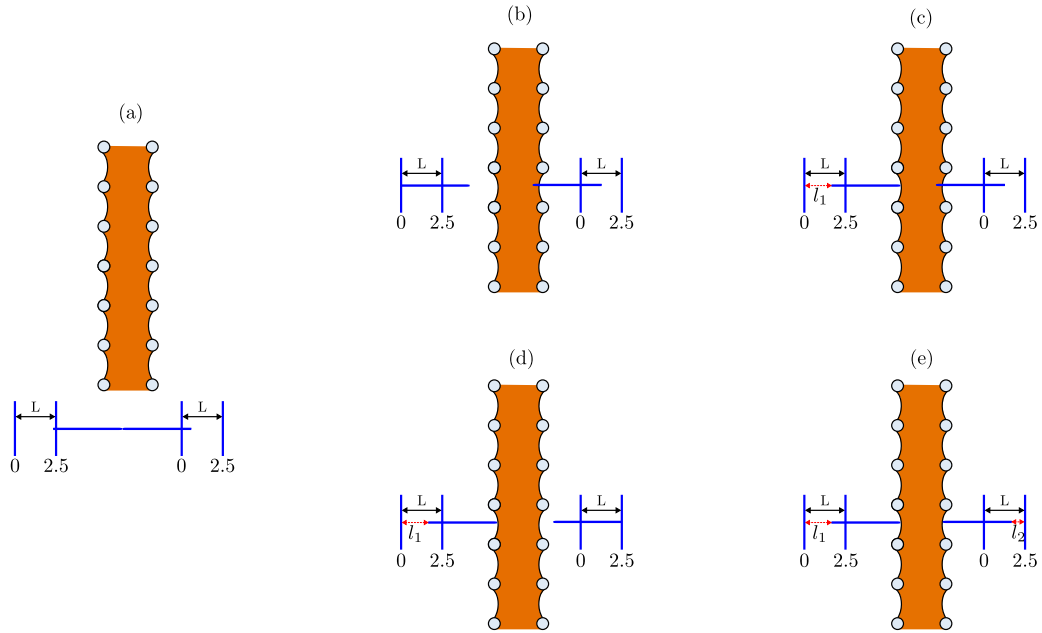


Figure B.3: Principe de mesure de l'épaisseur du film liquide.

Deux plaques : La plaque de référence sans renforts (Fig.B.4(a)) et la plaque avec renforts (Fig.B.4(b)), permettant d'avoir une tension de grille constante et homogène, ont été testées pour trois débits différents compris entre 160 et 230 L.h^{-1} . La grille fait 22,5 cm de long pour 12,5 cm de hauteur. Pour chaque point, trois mesures ont été réalisées. Les résultats présentés représentent la moyenne avec un écart-type de $\pm 20 \mu\text{m}$ sur la mesure.

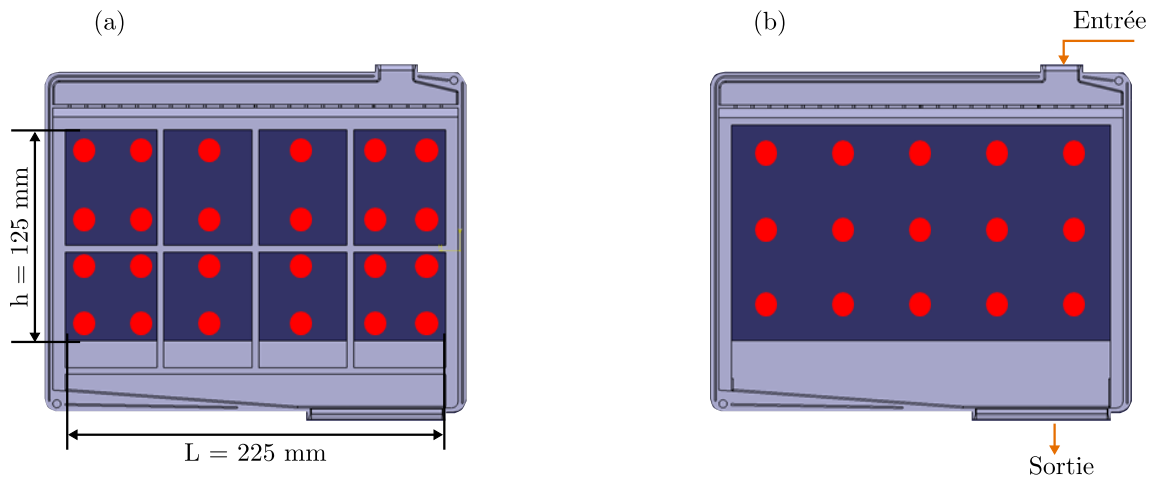


Figure B.4: Vue de face d'une demi-plaque d'absorption : (a) plaque renforcée, (b) plaque de référence. Les points en rouge représentent les lieux de mesures.

Les surfaces de réponse présentées sur les figures B.5 et B.6 ont été obtenues à partir de la méthode d'interpolation décrite dans le chapitre 5.

Pour chaque plaque, il apparaît que la topologie du film liquide n'est pas la même sur toute la surface de la grille.

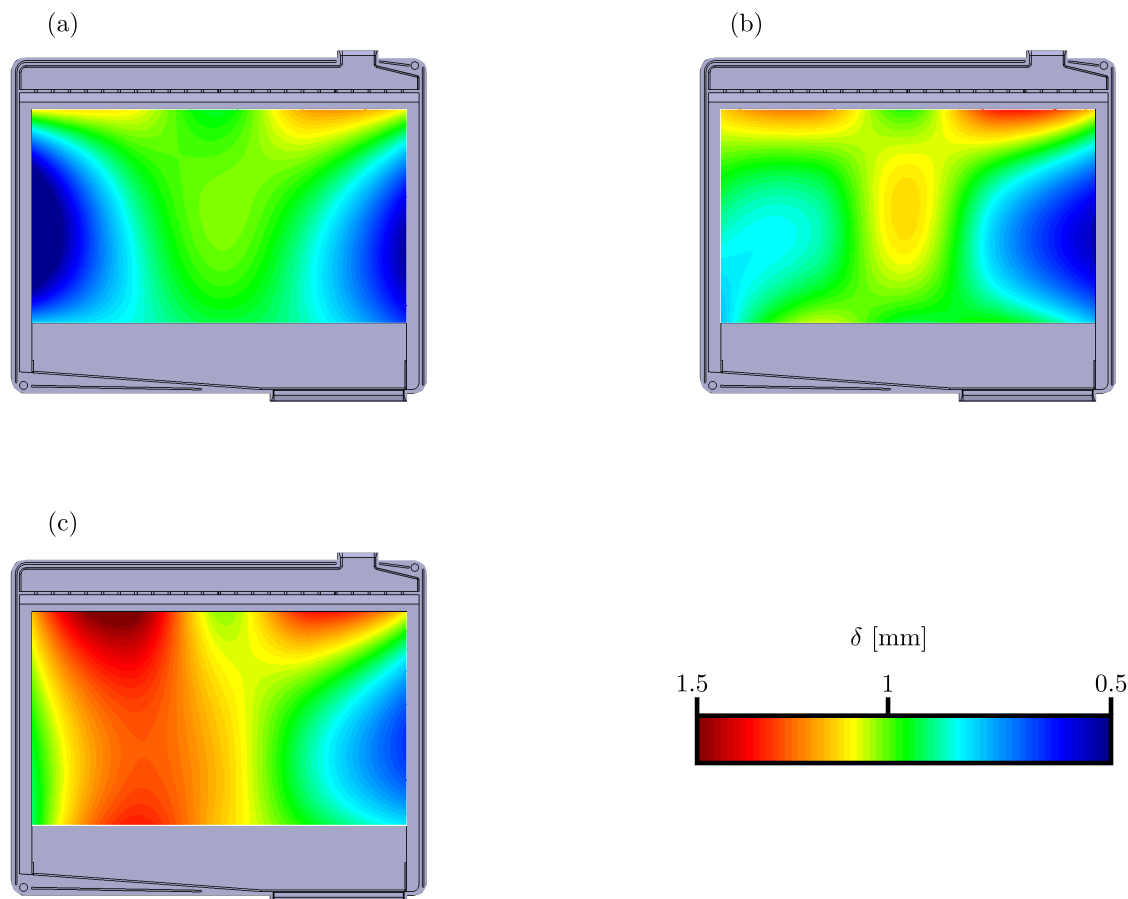


Figure B.5: Profil de l'épaisseur du film liquide pour la plaque de référence : (a) 160 L.h⁻¹ , (b) 200 L.h⁻¹, (c) 230 L.h⁻¹.

Concernant la plaque de référence (B.5), et pour de faible débit, le profil du film liquide est semblable à celui d'un écoulement entre deux plaques parallèles (B.5(a)). En effet l'épaisseur de film liquide est faible proche des bords de la plaque et est élevée au centre. Pour un débit de 200 L.h⁻¹, il y a début d'apparition de ponts liquides. Le caractère parabolique du film observé à 160 L.h⁻¹ commence à disparaître (B.5(b)). A 230 L.h⁻¹, la grille se met à onduler créant des ponts liquides et des chemins préférentiels d'écoulement visibles au niveau de la figure B.5(c) où l'épaisseur du film liquide est plus prononcée dans une direction donnée. Au cours des essais, un écoulement externe de liquide a été observé à partir d'un débit de 200 L.h⁻¹. Suivant la valeur du débit imposé, la grille est susceptible de se déformer (retrécissement ou élargissement) du fait qu'elle n'est pas bien tendue. C'est une observation qui a été déjà faite dans le chapitre 3. Elle a pour conséquence la modification de l'hydrodynamique de l'écoulement et donc de la

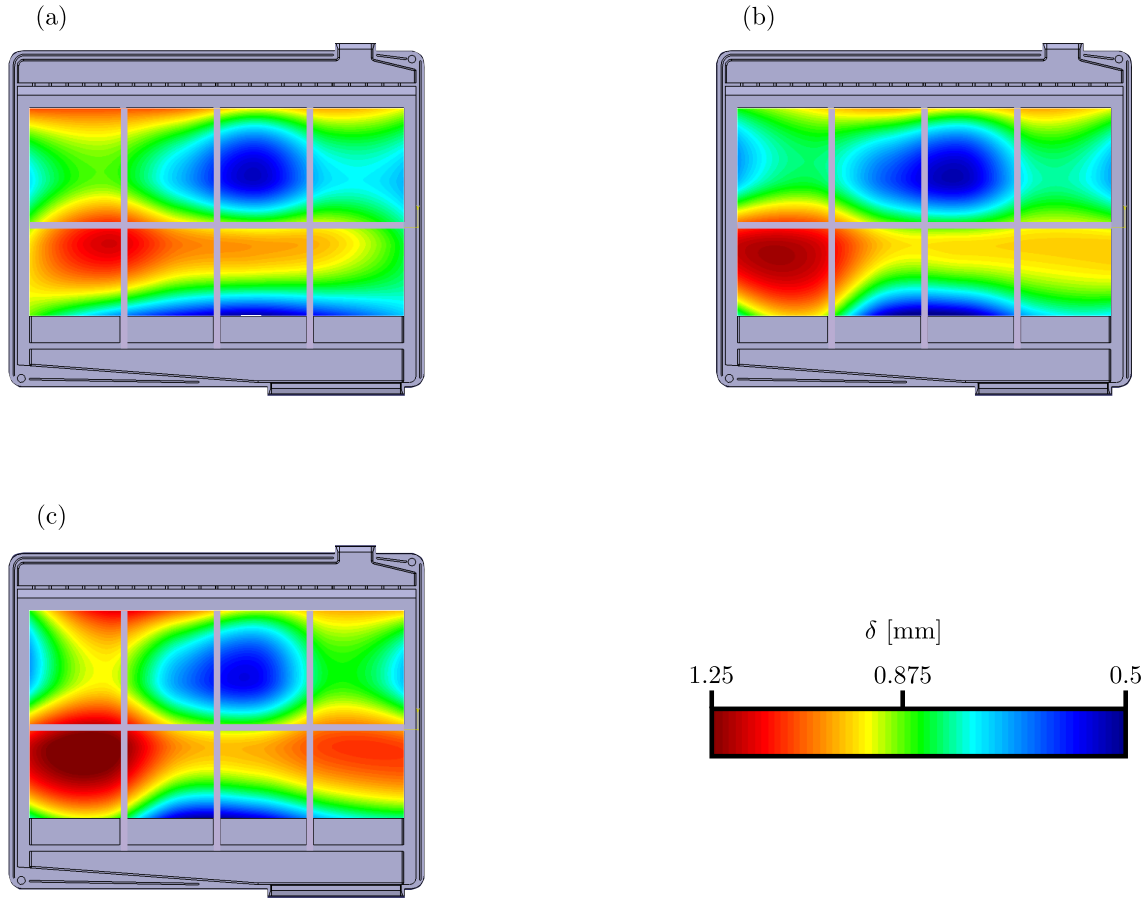


Figure B.6: Profil de l'épaisseur du film liquide pour la plaque renforcée : (a) 180 L.h^{-1} , (b) 200 L.h^{-1} , (c) 230 L.h^{-1} .

capacité d'absorption de la plaque.

Pour la plaque avec renforts (Fig.B.6), la topologie de l'épaisseur du film liquide est la même quel que soit le débit. En effet l'épaisseur du film liquide varie peu du fait d'une bonne tension de la grille. La variation observée est due à la montée capillaire du fluide du fait de l'augmentation du débit et donc de la pression. L'effet du renfort horizontal est observé en aval de celui-ci, qui engendre une augmentation de l'épaisseur du film liquide. C'est une zone où la vitesse est importante et donc potentiellement turbulente. Ce renfort permet aussi de mieux homogénéiser la distribution de liquide. Néanmoins celui-ci engendre parfois un écoulement de fluide par dessus le renfort, à partir d'un débit d'environ 180 L.h^{-1} dépendant de la qualité d'assemblage de la plaque, ce qui est un inconvénient majeur durant la phase d'essais sur banc réelle d'absorption. En ce qui concerne les renforts verticaux, il est à remarquer qu'ils favorisent l'écoulement vers les extrémités, avec une épaisseur du film plus faible au centre que proche des bords. L'épaisseur du film liquide maximale atteinte est de $\delta_{max} = 1,25 \mu\text{m} \approx h_c + 2d_w$ avec $h_c = 1 \text{ mm}$. Ce qui est en accord avec les données numériques où l'épaisseur du film liquide est en moyenne égale à $h_c + 2d_w$. Il est recommandé d'utiliser ce type de plaques pour

des essais de validation numérique.

B.5 Conclusion

Il apparaît au terme de cette étude que la méthode mise au point permet de mesurer avec précision l'épaisseur du film liquide au sein d'une structure capillaire.

L'observation de l'écoulement a montré la formation de ponts liquides qui sont des zones mortes réduisant la surface d'échange surtout dans le cas de la grille de référence.

Au niveau de la plaque de référence, la grille n'est pas contrainte. Celle-ci ondule et se déforme avec le débit imposé. L'épaisseur du film liquide change de topologie en fonction du débit avec l'apparition de chemins préférentiels et un écoulement du fluide à l'extérieur des grilles.

Enfin au niveau de la plaque renforcée, le fluide est bien confiné du fait d'une bonne tension des grilles. Il y a peu de formation de ponts liquides. La topologie du film est la même quelque soit le débit. Ce type de plaques est donc recommandé pour maîtriser l'épaisseur du film liquide, surtout lorsqu'on doit faire des comparaisons entre différents prototypes en terme de taux d'absorption par plaque, et aussi pour des validations numériques. Le tableau B.1 résume la comparaison entre les deux types de plaques sur quelques critères observés avant et durant l'écoulement.

Table B.1: Comparaison entre la plaque de référence et la plaque renforcée.

Critères	Plaque référence	Plaque renforcée
Tension de la grille	Moyenne	Bonne
Tension uniforme	Non	Oui
Ecoulement externe	Oui	Non
Pont liquide	Oui	Oui
Confinement	Moyen	Bon
Ondulation de la grille	Oui	Non

Optimisation de l'équation d'un plan

L'optimisation de l'équation d'un plan consiste à définir au mieux le plan passant par les quatres sommets les plus hauts de la maille entourant les ménisques pour que ces derniers se retrouvent dans le même plan. Ce travail intervient au niveau de la partie expérimentale pour corriger le fait que la grille n'est pas totalement plane.

C.1 Equation d'un plan

Soit (P) un plan. Pour tout point M de coordonnées (x, y, z) appartenant à (P) , l'équation du plan (P) vérifie la condition suivante :

$$ax + by + cz + d = 0 \quad (\text{C.1})$$

Pour tout réel $k^* \in \mathbb{R}$ l'équation C.1 vérifie aussi l'équation du plan (P) .

$$k^* (ax + by + cz + d) = 0 \quad (\text{C.2})$$

où a , b , c et d sont des coefficients à déterminer.

C.2 Détermination des coordonnées dans le plan (P)

soit M_n (où n représente le nombre de points) des points de coordonnées inconnues (x_n, y_n, z_n) appartenant au plan (P) . Les points M_n sont les projections orthogonales des points M'_n , de coordonnées connues, dans le plan (P) , avec $M'_n \notin (P)$. Dans le cas présent, les points M'_n représentent les quatre sommets des fils entourant le ménisque de coordonnées (x'_n, y'_n, z'_n) . La figure C.1 illustre cette méthode.

Ainsi les coordonnées des points $M_n \in (P)$ en fonction des points $M'_n \notin (P)$ sont données par :

$$\begin{cases} x_n = k^* a + x'_n \end{cases} \quad (\text{C.3})$$

$$\begin{cases} y_n = k^* b + y'_n \end{cases} \quad (\text{C.4})$$

$$\begin{cases} z_n = k^* c + z'_n \end{cases} \quad (\text{C.5})$$

En remplaçant les équations C.3, C.4 et C.5 dans C.2 on obtient :

$$a (k^* a + x'_n) + b (k^* b + y'_n) + c (k^* c + z'_n) + d = 0 \quad (\text{C.6})$$

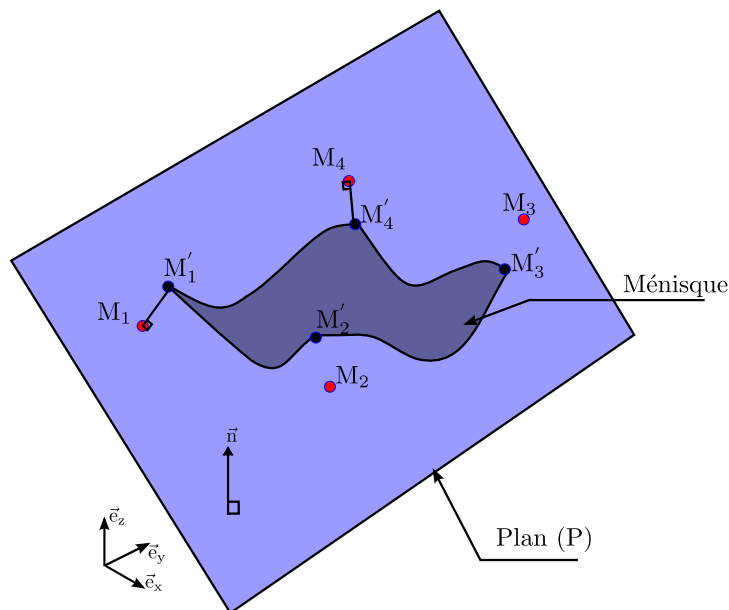


Figure C.1: Description de la méthode pour la détermination de l'équation d'un plan.

Le développement de cette équation nous permet de tirer le coefficient k^* (EqC.7).

$$k^* = \frac{-ax'_n - by'_n - cz'_n - d}{a^2 + b^2 + c^2} \quad (\text{C.7})$$

En remplaçant k^* dans les équations C.3, C.4 et C.5 on obtient les coordonnées des points M_n :

$$\begin{cases} x_n = \frac{(b^2 + c^2) x'_n - aby'_n - acz'_n - ad}{a^2 + b^2 + c^2} \end{cases} \quad (\text{C.8})$$

$$\begin{cases} y_n = \frac{-abx'_n + (a^2 + c^2) y'_n - bcz'_n - bd}{a^2 + b^2 + c^2} \end{cases} \quad (\text{C.9})$$

$$\begin{cases} z_n = \frac{-acx'_n - bcy'_n + (a^2 + b^2) z'_n - cd}{a^2 + b^2 + c^2} \end{cases} \quad (\text{C.10})$$

C.3 Estimation des coefficients

Le but ici est de trouver les coefficients a , b , c et d qui minimisent la somme des normes entre les points appartenant à (P) et ceux n'appartenant pas à (P). Pour chaque point n , la norme du vecteur $\overrightarrow{M_n M'_n}$ est donnée par :

$$\left\| \overrightarrow{M_n M'_n} \right\| = \sqrt{(x_n - x'_n)^2 + (y_n - y'_n)^2 + (z_n - z'_n)^2} \quad (\text{C.11})$$

En adoptant la méthode des moindres carrées, a , b , c et d sont calculés tel que :

$$\sqrt{\sum_{n=1}^N \left\| \overrightarrow{M_n M'_n} \right\|_N^2} \leq E_{min} \quad (\text{C.12})$$

avec N le nombre de points et E_{min} un seuil d'erreur à fixer en fonction de la précision qu'on désire avoir. L'algorithme de l'optimisation est donné par la figure C.2.

En remplaçant $\left\| \overrightarrow{M_n M'_n} \right\|$ par son expression dans l'équation C.12, cela revient à écrire :

$$\sqrt{\sum_{n=1}^N \left[(x_n - x'_n)^2 + (y_n - y'_n)^2 + (z_n - z'_n)^2 \right]_N} \leq E_{min} \quad (\text{C.13})$$

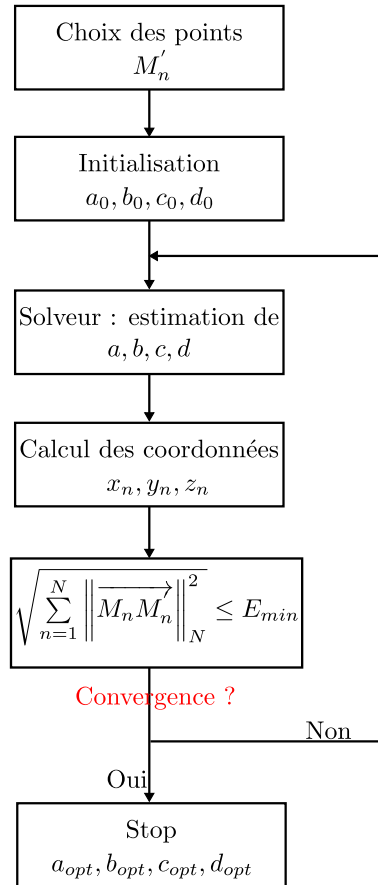


Figure C.2: Algorithme de l'optimisation de l'équation d'un plan.

Les valeurs a_{opt} , b_{opt} , c_{opt} et d_{opt} sont calculées avec le **Solver** sous Microsoft Excel en utilisant la méthode du **GRG non linéaire**.

C.4 Calcul de l'altitude des points dans le plan

A partir des coefficients optimisés a_{opt} , b_{opt} , c_{opt} et d_{opt} l'équation C.2 devient :

$$a_{opt}x + b_{opt}y + c_{opt}z + d_{opt} = 0 \quad (C.14)$$

L'altitude z de chaque point appartenant à (P) est donnée par :

$$z = -\frac{a_{opt}x}{c_{opt}} - \frac{b_{opt}y}{c_{opt}} - \frac{d_{opt}}{c_{opt}} \quad (C.15)$$

d'où les nouvelles altitudes des points dans le plan sont données par :

$$z_{ex'} = z_{ex} - z \quad (C.16)$$

avec z_{ex} , l'altitude issues des points expérimentaux.

Description de la méthode du GMO (Global Métamodél Optimization)

Le GMO (Duvigneau & Chandrashekar, 2012) est une méthode d'optimisation globale permettant de minimiser la surface de réponse d'une fonction objectif avec une base de données qui est mise à jour à chaque itération par de nouvelles simulations. Pour un problème avec n paramètres pouvant prendre N valeurs différentes, la méthode peut être séparée en deux étapes : génération de la base de données et construction de la surface de réponse.

D.1 Génération de la base de données initiale : hypercube latin

La base de donnée initiale est générée par la méthode de l'hypercube latin. C'est une méthode d'échantillonnage permettant de choisir des combinaisons aléatoires les plus indépendantes possibles parmi les N^n combinaisons possibles, tout en évitant la répétition d'une valeur pour un paramètre donné. Chaque combinaison parmi les N^n ne peut apparaître qu'une seule fois. La figure D.1 montre deux configurations possibles dans un espace à $n = 2$ paramètres pour $N = 5$ évaluations.

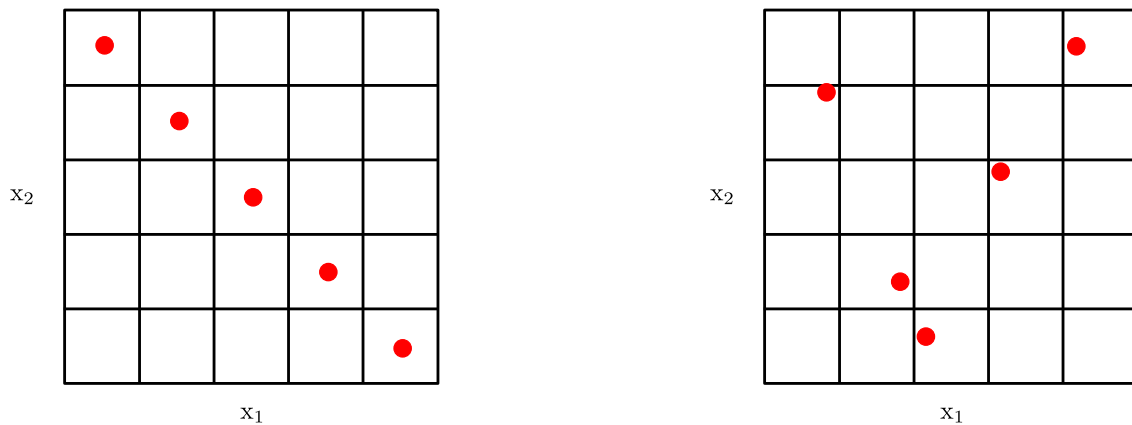


Figure D.1: Exemple de répartition des points pour une méthode de l'hypercube latin.

D.2 Construction de la surface de réponse : le « krigeage »

Le « krigeage » permet l'estimation de la fonction f en tout point du domaine connaissant un nombre fini N d'évaluations exactes de cette dernière. Dans ce cas, la fonction f est considérée

comme un processus gaussien de moyenne m (approximation \hat{f} de f) et d'écart-type σ_*^2 où les N évaluations exactes sont des réalisations aléatoires du processus.

Soit $F_N = \{f_1, f_2, \dots, f_N\}$ et $X_N = \{x_1, x_2, \dots, x_N\}$ N réalisations connues de ce processus. La densité de probabilité est donnée par :

$$p(F_N) = \frac{\exp\left(-\frac{1}{2}F_N^T C_N^{-1} F_N\right)}{\sqrt{(2\pi)^N \det(C_N)}} \quad (\text{D.1})$$

où C_N est la matrice de covariance de taille N^2 d'élément c_{x_x, x_y} représentant la corrélation entre les valeurs des fonctions f_x et f_y obtenues aux points x_x et x_y .

Le calcul de la nouvelle valeur au point x_{N+1} de la fonction F_{N+1} est aussi un processus gaussien de densité de probabilité :

$$p(F_{N+1}) = \frac{\exp\left(-\frac{1}{2}F_{N+1}^T C_{N+1}^{-1} F_{N+1}\right)}{\sqrt{(2\pi)^{N+1} \det(C_{N+1})}} \quad (\text{D.2})$$

En utilisant la règle des probabilités conditionnelles donnée par l'équation D.3 il est possible de connaître la densité de probabilité de la fonction inconnue f_{N+1} sachant F_N (Eq.D.4).

$$p(A|B) = p(A, B)/p(B) \quad (\text{D.3})$$

$$p(f_{N+1}|F_N) = \frac{p(F_{N+1})}{p(F_N)} \quad (\text{D.4})$$

La matrice de covariance C_{N+1} des $N+1$ variables peut être écrite sous la forme simplifiée suivante :

$$C_{N+1} = \begin{bmatrix} C_N & k \\ k^T & \kappa \end{bmatrix}$$

avec $k = [c(x_1, x_{N+1}), c(x_2, x_{N+1}), \dots, c(x_N, x_{N+1})]^T$ et $\kappa = c(x_{N+1}, x_{N+1})$.

L'inverse C_{N+1}^{-1} de la matrice C_{N+1} est donné par :

$$C_{N+1}^{-1} = \begin{bmatrix} M & m \\ m^T & \mu \end{bmatrix}$$

avec

$$M = C_{N+1}^{-1} + \frac{1}{\mu} m m^T \quad (\text{D.5})$$

$$m = -\mu C_{N+1}^{-1} k \quad (\text{D.6})$$

$$\mu = (\kappa k^T C_{N+1}^{-1} k)^{-1} \quad (\text{D.7})$$

A partir de l'expression D.4, la densité de probabilité au nouveau point est donnée par

$$p(f_{N+1}|F_N) \propto \exp \left[-\frac{(f_{N+1} - \hat{f}_{N+1})^2}{2\sigma_{*f_{N+1}}^2} \right] \quad (\text{D.8})$$

avec \hat{f}_{N+1} et $\sigma_{*f_{N+1}}^2$ la moyenne et l'écart type (incertitude liée à l'estimation du nouveau point) donnés par les équations D.9 et D.10

$$\hat{f}_{N+1} = k^T C_N^{-1} F_N \quad (\text{D.9})$$

$$\sigma_{*f_{N+1}}^2 = \kappa - k^T C_N^{-1} k \quad (\text{D.10})$$

Les termes c_{x_x, x_y} de la matrice de covariance sont donnés par l'équation D.11.

$$c(x_x, x_y) = \Delta_1 \exp \left[-\frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \frac{(x_{xi} - x_{yi})^2}{r_i} \right] + \Delta_2 \quad (\text{D.11})$$

où $\Delta_1, \Delta_2, r_1, \dots, r_n$ sont déterminées en minimisant la fonction de vraisemblance Ξ définie par :

$$\Xi = F_N^T C_N^{-1} F_N + \log \det(C_N) \quad (\text{D.12})$$

Bibliographie

- ADEME 2002 Fiche OX Climatisation à Absorption. *Tech. Rep.*. Agence de l'environnement et de la maîtrise d'énergie.
- AKHAMI, S., ZALESKI, S. & BUSSMAN, M. 2009 A mesh-dependent model for applying dynamic contact angles to VOF simulation. *Journal of Comp. Physics* **228**, 5370–5389.
- ANDBERG, J. W. & VLIET, G. C. 1983a Design guidelines for water-lithium bromide absorbers. *ASHRAE transactions* **89**, 220–232.
- ANDBERG, J. W. & VLIET, G. C. 1983b Nonisothermal absorption of gases into falling films. *ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conference Proceedings* **2**, 423–431.
- ARZOZ, D., RODRIGUEZ, P. & IZQUIERDO, M. 2005 Experimental study on the adiabatic absorption of water vapor into $LiBr/H_2O$ solutions. *Applied thermal engineering* **25**, 797–811.
- ASHISH, S. A. & MITRA, K. S. 2009 Effect of dynamic contact angle in a volume of fluid (vof) model for a microfluidic capillary flow. *Journal of colloid and interface science* **339**, 461–480.
- BARBUSSE, S. & GAGNEPAIN, L. 2003 La climatisation automobile, impact énergétique et environnemental, données de référence 2003. *Tech. Rep.*. ADEME, département technologies des transports.
- BARKUDHAROV, M. 2004 Lagrangian Vof Advection Method for FLOW-3D. *Tech. Rep.*. Flow Science Inc.
- BOUDARD, E. & BRUZZO, V. 2004 Dispositif d'échange et de transfert thermique, notamment pour véhicule automobile. Brevet français n° 2 871 221. PSA Peugeot citroën.
- BOUDARD, E. & BRUZZO, V. 2010 Dispositif de climatisation par absorption perfectionné. Brevet Européen UE 2 871 221. PSA Peugeot citroën.
- BOUJADDANI, N. EL 2010 Modélisation et étude expérimentale du comportement thermo hydraulique des fluides frigoporteurs diphasiques. *Thèse, Institut national des sciences appliquées de Lyon* p. 162.
- BOURLIOUX, A. 1995 A coupled level-set volume-of-fluid algorithm for tracking material interfaces. In *Proceedings of the 6th International Symposium on Computational Fluid Dynamics, Lake Tahoe, CA*, , vol. 15.
- BRACKBILL, J. U., KOTHE, D. B. & ZEMACH, C. 1992 A Continuum Method for Medeling Surface tension. *Journal of Comp. Physics* **100**, 335–354.
- BRAUNER, N. 1991 Non-isothermal vapour absorption into falling film. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer* **34**, 767–784.

- BRAUNER, N., MARON, D. M. & MEYERSON, H. 1989 Coupled heat condensation and mass absorption with comparable concentrations of absorbate and absorbent. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer* **32**, 1897–1906.
- BURDUKOV, A. P., BUFETOV, N. S. & DOROKOV, A. R. 1979 Absorption on a falling liquid film. In *Iz Sib Otd Akad Nuak SSSR*, pp. 48–52. Seriya tekhn Nauk.
- CARROL, B. J. 1976 The accurate measurement of Contact Angle, Phase Contact Areas, Drop Volume and Laplace Excess Pressure in Drop-on-Fiber Systems. *Journal of colloid and interface science* **57**, 488–495.
- CARROL, B. J. 1984 The equilibrium of Liquid Drops on Smooth and Rough Circular Cylinders. *Journal of Colloid and Interface Science* **97**, 195–200.
- CHENGMING, S., QINGHUA, C., TIEN-CHIEN, J. & WANG, Y. 2010 Heat transfer performance of lithium bromide solution in falling film generator. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer* **53**, 3372–3376.
- DALY, B. J. & PRACHT, W. E. 1968 Numerical study of density-current surges. *Physics of Fluids* **11**, 15–30.
- DEBAR, R. 1974 Fundamentals of the kraken code. *Lawrence Livermore Laboratory, UCIR-760*.
- DENG, S. M. & MA, W. B. 1999 Experimental studies on the characteristics of an absorber using $LiBr/H_2O$ solution as working fluid. *Int. Journal of Refrigeration* **22**, 293–301.
- DENNIS, JR. J. E. & TORCZON, V. 1991 Direct search methods on parallel machines. *SIAM Journal on Optimization* **1**, 448–474.
- DUMINIL, M. 2002a Machines thermofrigorifiques, calcul d'un système à absorption. *Techniques de l'ingénieur Production de froid : machines frigorifiques et réfrigérants* **BE 9 736**.
- DUMINIL, M. 2002b Machines thermofrigorifiques Systèmes à éjection et à absorption. *Techniques de l'ingénieur Production de froid : machines frigorifiques et réfrigérants* **BE 9 735**.
- DUVIGNEAU, R. & CHANDRASHEKAR, P. 2012 Kriging-based optimization applied to flow control. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* **69**, 1701–1714.
- EC 2006 Directive 2006/40/EC of the european parliament and the council of 17 may 2006 relating to the emission from air-conditioning system in motor vehicles and the amending council directive 70/156/EEC. *Tech. Rep.*. Official Journal of the Union.
- EC 2009 Regulation (EC) n° 443/2009 of the european parliament and the council of 23 april 2009 setting emission performance standards for new passenger cars as part of the community's integrated approach to reduce CO_2 emissions from light-duty vehicles. *Tech. Rep.*. Official Journal of the European Union.
- EGRICAN, N. & YIGIT, A. 1992 Simulation of an absorption cooling system. *Energy* **17**, 593–600.

- EMMERT, R. E. & PIGFORD, R. L. 1954 A study of gas absorption in falling liquid films. *Chemical Engineering Progress* **50**, 87–93.
- ENRIGHT, D., FEDKIW, R., FERZIGER, J. & MITCHELL, I. 2002 A hybrid particle level set method for improved interface capturing. *Journal of Computational Physics* **183**, 83–116.
- FLOW-SCIENCE-INC 2012 FLOW-3D 10.1 user's manuel.
- FLUENT-INC 2006 Fluent 6.3 user's guide.
- GOULET, R. 2011 Development and analysis of oan innovative evaporator/absorber for automotive absorption-base air conditioning systems : investigation on the simultanous heat and mass transfer. *Thèse, Institut national des sciences appliqués de Lyon* p. 241.
- GRIGOR'EVA, N.I. & NAKORYAKOV, V.E. 1977 Exact solution of combined heat- and mass-transfer problem during film absorption. *Journal of Engineering Physics* **33**, 1349–1353.
- GROSSMAN, G. 1983 Simultaneous heat and mass transfer il film absorption under laminar flow. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer* **26**, 357–371.
- GROSSMAN, G. 1986 Heat and mass transfer in film absorption. In *Handbook of heat and mass transfer*, pp. 211–257. Houston: Gulf publishing.
- GUEYFFER, D., LIE, J., NADIM, A., SCARDOVELLI, R. & ZALESKI, S. 1999 Volume-of-Fluid Interface Tracking With Smoothed Surface Stress Methods for Three-Dimensional Flows. *Journal of Comp. Physics* **152**, 423–456.
- HANSEN, N. & OSTERMEIER, A. 2001 Completely derandomized self-adaptation in evolution strategies. *Evolutionary computation* **9**, 159–195.
- HARLOW, F. H. & WELCH, J. E. 1965 Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface. *Physics of fluids* **8**, 2182–2189.
- HEWITT, G. F. & WHALLEY, P. B. 1980 Advanced optical instrumentation methods. *Int. Journal of Multiphasa Flow* **6**, 139–156.
- HIRT, C. W. & NICHOLS, B. D. 1981 Volume of fluid (vof) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of computational physics* **39**, 201–225.
- HOZAWA, M., INOUE, M., SATO, J., TSUKADA, T. & IMAISHI, N. 1991 Marangoni convection during steam absorption into aqueous *LiBr* solution with surfactant. *Journal of chemical engineering of Japan* **24**, 209–214.
- HYMAN, J. M. 1984 Numerical methods for tracking interfaces. *Physica 12D* pp. 396–407.
- INGLE, S. E. & HORNE, F. H. 1973 The dufour effect. *The Journal of Chemical Physics* **59**, 5882.
- ISSA, R. I. 1986 Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting. *Journal of computational physics* **62**, 40–65.

- JERNQVIST, A. & KOCKUM, H. 1996 Simulation of falling film absorber and generators. In *Proceedings of the International Absorption Heat Pump Conference Montreal*, , vol. 1, pp. 311–318.
- JONES-JR, O. C. & DELHAYE, J. M. 1976 Transient and statistical measurement techniques for two-phase flows: a critical review. *Int. Journal of Multiphase Flow* **3**, 89–116.
- KAWAE, N., SHIGECHI, T., KANEMARU, K. & YAMADA, T. 1989 Water vapor evaporation into laminar film flow of a lithium bromide- water solution (influence of variable properties and inlet film thickness on absorption mass transfer rate). *Heat transfer. Japanese research* **18**, 58–70.
- KHOLPANOV, L. P. 1990 Heat and mass transfer in systems with a phase interface. *Fluid Mechanics - Soviet Research* **19**, 109–118.
- KILLION, J. D. & GARIMELLA, S. 2001 A critical review of models of coupled heat and mass transfer in falling-film absorption. *Int. Journal of Refrigeration* **24**, 755–797.
- KIM, D. S. & FERREIRA, C. A. I. 2008 Flow patterns and heat and mass transfert coefficients of low Reynolds number falling film on vertical plates: Effects of wire screen end an additive. *Int. Journal of Refrigeration* **32**, 138–149.
- KIM, K. J., BERMAN, N. S., CHAU, D. S. C. & WOOD, B.D. 1995 Absorption of water vapour into falling films of aqueous lithium bromide. *Int. Journal of Refrigeration* **18**, 486–494.
- KIM, K. J., BERMAN, N. S. & WOOD, B. D. 1996 The interfacial turbulence in falling film absorption: effects of additives. *Int. Journal of Refrigeration* **19**, 322–330.
- KRIGE, D. G. 1951 A statistical approach to some mine valuation and allied problems on the witwatersrand: By dg krige. *Thèse, University of the Witwatersrand* .
- LAKEHAL, D., MEIER, M. & FULGOSI, M. 2002 Interface tracking towards the direct simulation of heat and mass transfer in multiphase flows. *International Journal of Heat and Fluid Flow* **23**, 242–257.
- LANRENCEAU, E., CLANET, C. & QUÉRÉ, D. 2009 Capturing drops with a thin fiber. *Journal of Colloid and Interface Science* **279**, 192–197.
- LEE, R. J., DIGUILIO, R. M., JETER, S. M. & TEJA, A. S. 1990 Properties of lithium bromide-water solutions at high temperatures and concentrations-ii: Density and viscosity. *ASHRAE Trans* **96** (Pt 1), 709–28.
- LEFÈVRE, F., RULLIÈRE, R., LIPS, S. & BONJOUR, J. 2010 Confocal microscopy for capillary film measurements in flat plate. *Journal of Heat Transfer* **132**.
- LEGOFF, H., RAMADANE, A. & LEGOFF, PR. 1985 Modélisation des transferts couplés de matière et de chaleur dans l'absorption gaz-liquide en film ruisselant laminaire. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer* **28**, 2005–2017.

- LEL, V. V., AL-SIBAI, F., LEEFKEN, A. & RENZ, U. 2005 Local thickness and wave velocity measurement of wavy films with a chromatic confocal imaging method and a fluorescence intensity technique. *Experiments in fluids* **39**, 856–864.
- LEMMON, E. W., MCLINDEN, M. O. & HUBER, M. L. 2007 Refprop : Reference fluid thermodynamic and transport properties. *NIST standard reference database* **23**.
- LIPS, S. 2009 Analyse phénoménologique de fonctionnement de diffuseurs thermiques diphasiques par voies expérimentale et numérique. *Thèse, Institut national des sciences appliqués de Lyon* p. 168.
- LIPS, S., LEFÈVRE, F. & BONJOUR, J. 2010 Thermohydraulic study of a flat plate heat pipe by means of confocal microscopy : application to 2D capillary structure. *Journal of Heat Transfer* **132**.
- MAHMOUD, I., ISHIDA, K. & MONDE, M. 2005 Analysis of ammonia vapor absorption into ammonia water mixtures: mass diffusion flux. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer* **41**, 875–889.
- MATHERON, G. 1963 Principles of geostatistics. *Economic geology* **58**, 1246–1266.
- MCNEELY, L. A. 1979 Thermodynamic properties of aqueous solutions of lithium bromide. *Ashrae Trans* **85**, 413–434.
- MEIER, M., YADIGAROGU, G. & SMITH, B. L. 2002 A novel technique for including surface tension in PLIC-VOF methods. *Eur. Journal Mech. B/Fluids* **21**, 61–73.
- MINSKY, MARVIN 1961 Microscopy apparatus. US Patent 3,013,467.
- NAKARYAKOV, V. E., BURDUKOV, A. P., BUFETOV, N. S. & DOROKHOV, A. R. 1980 Coefficient of heat and mass transfer in falling wavy liquid films. *HTSR* **14**, 6–11.
- NAKORYAKOV, N.I. GRIGOR'EVA.AND V.E. 1980 Combined heat and mass-transfer in film absorption. *Journal of Engineering Physics* **12**, 111–117.
- NAKORYAKOV, N.I. GRIGOR'EVA.AND V.E. 1995 heat and mass transfer in film with varying liquid phase volume. *Theoretical Foundations of Chemical Engineering* **29**, 223–228.
- NAKORYAKOV, V.E. & GRIGOR'EVA, N.I. 1977 Combined heat and mass transfer during absorption in drops and films. *Journal of Engineering Physics* **32**, 243–247.
- NAKORYAKOV, VE & GRIGOR'EVA, NI 1980 Calculation of heat and mass transfer in non-isothermal absorption on the initial portion of a downflowing film. *Theoretical Foundations of Chemical Engineering* **14**, 483–488.
- NAKORYAKOV, V. E., GRIGORYEVA, N. I., BUFETOV, N. S. & DEKHTYAR, R. A. 2008 Heat and mass transfer intensification at steam absorption by surfactant additives. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer* **51**, 5175–5181.

- NELDER, J. A. & MEAD, R. 1965 A simplex method for function minimization. *Computer journal* **7**, 308–313.
- NOH, W. F. & WOODRAR, P. R. 1976 Slic: Simple line interface method. In *Fifth International Conference of Fluid Dynamics* (ed. by A. I. van de Vooren & P. J. Zandbergen), pp. 330–340. Berlin: Springer: Lecture Notes in Phys.
- OLSSON, E. & KREISS, G. 2005 A conservative level set method for two phase flow. *Journal of Computational Physics* **210**, 225–246.
- OLSSON, E., KREISS, G. & ZAHEDI, S. 2007 A conservative level set method for two phase flow ii. *Journal of Computational Physics* **225**, 785–807.
- OSHER, S. & FEDKIW, R. P. 2001 Level set methods: an overview and some recent results. *Journal of Computational physics* **169**, 463–502.
- OSHER, S. & SETHIAN, J. A. 1988 Fronts propagating with curvature-dependent speed: algorithms based on hamilton-jacobi formulations. *Journal of computational physics* **79**, 12–49.
- PATANKAR, S. V. & SPALDING, D. B. 1972 A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **15**, 1787–1806.
- PATNAIK, V. & PEREZ-BLANCO, H. 1996 Roll waves in falling films: an approximate treatment of the velocity field. *International journal of heat and fluid flow* **17**, 63–70.
- PILLIOD JR, J. E. & PUCKETT, E. G. 2004 Second-order accurate volume-of-fluid algorithms for tracking material interfaces. *Journal of Computational Physics* **199**, 465–502.
- PLATTEN, J. K. 2006 The soré effect: a review of recent experimental results. *Journal of applied mechanics* **73**, 5–15.
- RIDER, W. J & KOTHE, D. B. 1998 Reconstruction Volume Tracking. *Journal of Comp. Physics* **141**, 112–152.
- RÍOS-ROJAS, C. 2005 Etude des propriétés de transferts thermiques des coulis de glace stabilisée. *Thèse, Institut national des sciences appliqués de Lyon* p. 196.
- ROUILLON, T. 2012 Modélisation par termes sources de générateurs de tourbillon et optimisation de leur caractéristiques pour la réduction de traînée de véhicules automobiles. *Thèse, Ecole doctorale Sciences mécaniques, acoustique, électronique et robotique de Paris* p. 174.
- RULLIÈRE, R. 2006 Etude expérimentale et théorique de diffuseurs thermiques diphasiques : Application au refroidissement de systèmes dissipatifs. *Thèse, Institut national des sciences appliqués de Lyon* p. 158.
- RULLIÈRE, R., LEFÈVRE, F. & LALLEMAND, M. 2010 Prediction of the maximum heat transfer capability of two-phase heat spreader-experimental validation. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer* **50**, 1255–1262.

- SHOUSHI, B., XUEHU, M., ZHONG, L., JIABIN, C. & HONGXIA, C. 2010 Numerical simulation on the falling film absorption process in a counter-flow absorber. *Chemical Engineering Journal* **156**, 607–612.
- SUBRAMANIAM, V. 2008 Computational analysis of the binary-fluid heat transfert in falling films and the droplets. *Thèse, Georgia Institute of Technology* p. 289.
- SUSSMAN, M. 2003 A second order coupled level set and volume-of-fluid method for computing growth and collapse of vapor bubbles. *Journal of Computational Physics* **187**, 110–136.
- SUSSMAN, M. & PUCKETT, E. G. 2000 A coupled level set and volume-of-fluid method for computing 3d and axisymmetric incompressible two-phase flows. *Journal of Computational Physics* **162**, 301–337.
- SYROTA, J. 2003 Perspective concernant le véhicule grand public d'ici 2030. *Tech. Rep.*. Centre d'analyse stratégique.
- TIBIRIÇÁ, C. B., DO NASCIMENTO, F. J. & RIBATSKI, G. 2010 Film thickness measurement techniques applied to micro-scale two-phase flow systems. *Experimental Thermal and Fluid Science* **34**, 463–473.
- VAN DOORMAAL, J. P. & RAITHEY, G. D. 1984 Enhancements of the simple method for predicting incompressible fluid flows. *Numerical heat transfer* **7**, 147–163.
- VINCENT, S., BALMIGÈRE, G., CALTAGIRONE, J-P. & MEILLOT, E. 2010 Eulerian–lagrangian multiscale methods for solving scalar equations–application to incompressible two-phase flows. *Journal of Computational Physics* **229**, 73–106.
- WANG, Z., YANG, J., KOO, B. & STERN, F. 2009 A coupled level set and volume-of-fluid method for sharp interface simulation of plunging breaking waves. *International Journal of Multiphase Flow* **35**, 227–246.
- WEI, G. 2004 A fixed Mesh Method for General Moving Objects in Fluid. *Tech. Rep.* New Mexico-87-505. Flow Science Inc, Santa Fe, New Mexico 87505, U. S. A.
- WUU-TSANN, W., YU-MIN, Y. & JER-RU, M. 1998 Effect of surfactant additive on pool boiling of concentrated lithium bromide solution. *International communications in heat and mass transfer* **25**, 1127–1134.
- YANG, R. & WOOD, B. D. 1992 A numerical modeling of an absorption process on a liquid falling film. *Solar Energy* **48**, 195–198.
- YANG, R. & WOOD, B. D. 1993 Experimental study for heat and mass transfer in wavy film absorption with the presence of non-absorbable gases. *Chemical Engineering Communications* **125**, 77–90.
- YANG, X., JAMES, A. J., LOWENGRUB, J., ZHENG, X. & CRISTINI, V. 2006 An adaptive coupled level-set/volume-of-fluid interface capturing method for unstructured triangular grids. *Journal of Computational Physics* **217**, 364–394.

- YAO, W., BJURSTROEM, H. & SETTERWALL, F. 1991 Surface tension of lithium bromide solutions with heat-transfer additives. *Journal of chemical and engineering data* **36**, 96–98.
- YEONG, K. K., GAVRIILIDIS, A., ZAPF, R., KOST, H-J., HESSEL, V. & BOYDE, A. 2006 Characterisation of liquid film in a microstructured falling film reactor using laser scanning confocal microscopy. *Experimental Thermal and Fluid Science* **30**, 463–472.
- YOUNGS, D. L. 1982 Time-dependent multi-material flow with large fluid distortion. In *Numerical Methods for Fluid Dynamics* (ed. Academic Press), pp. 273–285. New York: K. W. Morton and M. J. Baines.
- ZALESKI, S. 2005 Industrial of two-phase flow CFD. *Tech. Rep.* Von Karman Institute for Fluid Dynamics.
- ZALESKI, S., LI, J., SCARDOVELLI, R. & ZANETTI, G. 1996 Direct simulation of multiphase flows with density variations. In *Colloque IUTAM "Variable Density Low Speed Turbulent Flows"*, pp. 273–285. Kluwer.
- ZHOU, D. W., GAMBARYAN-ROISMAN, T. & STEPHAN, P. 2009 Measurement of water falling film thickness to flat plate using confocal chromatic sensing technique. *Experimental Thermal and Fluid Science* **33**, 273–283.

FOLIO ADMINISTRATIF

THESE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

NOM : OBAME MVE

DATE de SOUTENANCE : 27/05/2014

Prénoms : Herbert

TITRE : COMPREHENSION DES ECOULEMENTS ET OPTIMISATION DES TRANSFERTS DE CHALEUR ET DE MASSE AU SEIN D'UNE STRUCTURE CAPILLAIRE

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2014-ISAL-0052

Ecole doctorale : MEGA (Mécanique, Energétique, Génie Civil, Acoustique)

Spécialité : Thermique et Energétique

RESUME : La climatisation automobile est un enjeu majeur pour les constructeurs automobiles dans la mesure où elle occasionne un rejet de 10 g de CO₂ par km, une surconsommation énergétique de près de 5 % et sera pris en compte dans le bilan MEVG à l'horizon 2020. Dans cette perspective, le constructeur automobile PSA Peugeot Citroën a développé un nouveau procédé : la climatisation par absorption de vapeur d'eau par une solution saline de bromure de lithium, qui marque la rupture avec le système classique à compression de vapeur. Le travail mené dans ce manuscrit s'est focalisé au niveau de l'organe principal du système, l'évaporateur/absorbeur où les deux fluides s'écoulent et sont confinés chacun entre deux grilles tissées par des effets capillaires. Les transferts de masse et de chaleur qui s'y produisent, ont lieu à l'interface liquide/vapeur formée par des ménisques de forme complexe qui constituent la surface d'échange. L'objectif est d'intensifier les transferts de masse et de chaleur qui diffusent à travers l'interface. Un banc expérimental permettant la description tridimensionnelle de la forme des ménisques au moyen de la microscopie confocale a été développé. Le modèle « volume of fluid » a été utilisé pour la reconstruction numérique de l'interface liquide/vapeur. La comparaison entre les données expérimentales et les simulations numériques a montré un bon accord. Ces simulations montrent que l'écoulement est influencé par la grille avec la création de zones mortes et des mouvements de vorticités. Une optimisation numérique a été menée avec comme fonction objectif le flux qui diffuse à travers l'interface. Celle-ci a permis de définir des paramètres optimaux de la grille permettant d'atteindre un flux de chaleur de près de 2,5 fois supérieur à celui du cas de référence. Cette optimisation a permis l'identification d'une zone préférentielle dans laquelle les transferts de chaleur sont maximaux. Le travail a aussi abordé l'influence de la forme des fils et de la forme des ménisques, montrant qu'il est préférable d'adopter des matériaux à caractère hydrophobe avec des fils de section circulaire.

MOTS-CLES : évaporateur/absorbeur - grille tissée - interface liquide/vapeur – ménisques complexes - transfert de chaleur - simulation numérique - Optimisation

Laboratoire de recherche : Centre Energétique et de Thermique de Lyon – UMR CNRS 5008

Directeurs de thèse : Philippe HABERSCHILL – Romuald RULLIERE

Président de jury : Christophe JOSSERAND

Composition du jury : Emmanuel BOUDARD - Marc CLAUSSE - Philippe HABERSCHILL - Christophe JOSSERAND - Romuald RULLIERE - Benoît STUTZ

